

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ

ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

809

ОДНОЭЛЕКТРОДНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЗДУХА

Ионизация, аэрозоли, электрометрия



TARTU

1988

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a. VIHK 809 ВЫПУСК ОСНОВАН В 1893.г

ОДНОЭЛЕКТРОДНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЗДУХА

Ионизация, аэрозоли, электрометрия

ТАРТУ 1988

Редакционная коллегия: О. Арасте, К. Куду, Х. Ташият.
Ответственный редактор П. Кухас

Ученые журналы Тартуского государственного университета
Выпуск 1988.

ОПРЕДЕЛЕННЫЙ НАСОВЕЧАТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД И
ОБЪЕКТИВНОЕ СВОЙСТВО ВОЗДУХА.

Ионизация, зарядовое, электролитическое

На русском и английском языках

Резюме на английском и русском языках.

Тартуский государственный университет,

3008, 202400, г. Тарту, ул. Тейера, 78

Средств массовой информации

Корректоры Л. Сидоренко, [] [] А. Кухас.

Печатается с 16.01.1988.

МБ 02716.

Формат 60x90/16.

Время печати

Всего страниц 10.

Учтено в издательстве 11,40. Печатных листов 13,0.

Тираж 500.

Цена 2 руб. 30 коп.

Издание 173, СССР, 202400, г. Тарту, ул. Тейера, 78

С о д е р ж а н и е

А.Я. Хальясте. Вычисление характеристик стримера по данным фотоэлектрических измерений	7
С.И. Бесхлебный, К.Ф. Куду. Исследование возникновения одноэлектродного ВЧ разряда на смешанном напряжении	27
С.И. Бесхлебный, К.Ф. Куду. Исследование возникновения одноэлектродного ВЧ разряда при перенапряжениях	44
А.А. Жуков, В.Н. Крушин, Я.И. Микицей, Н.К. Цыкун, С.И. Бесхлебный. Токи несамостоятельного электрического разряда в промежутке острие — плоскость в воздухе в диапазоне частот 0,03—1,0 МГц.	55
Я.И. Салым, А.М. Лутс. Кинетика образования отрицательных легких аэроионов в тропосфере	64
Т.М. Партс, Я.И. Салым. Воздействие пиридина и некоторых его гомологов на спектр подвижности положительных легких аэроионов	71
У.Э. Хыррак, Х.Ф. Таммет, Х.Р. Ихер, Я.И. Салым. Зависимость спектра аэроионов от ветра (по измерениям в Тахкузе в 1985 году)	79
Я.И. Салым, Х.Ф. Таммет, Х.Р. Ихер, У.Э. Хыррак. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов в приземном слое атмосферы от температуры и давления воздуха	87
Х.Ф. Таммет, Ф.Г. Миллер, Р.Л. Матизен, Я.Р. Ээвель. Малогабаритный аэроионометр высокой предельной подвижности	95
Р.Л. Матизен. К методике расчета эксплуатационной надежности аэроэлектрической аппаратуры	103
А.А. Мирме. Учет погрешностей калибровки аэрозольного спектрометра	111
М.Г. Ноппель. Влияние начального распределения на распределение зарядов частиц при их униполярной зарядке в сильном электрическом поле	118
Х.Ф. Таммет. Использование зарядника аэрозольных частиц как приставки к аэроионометру (счетчику аэроионов)	127

Р.Э. Прийман, Н.Б. Крупецкий, Е.Н. Бунина. К применению УФ облучения в производственных помещениях	I37
Я.Ю. Рейнет. Генератор электроаэрозолей для нейтрализации статического электричества. Резюме	I46
Л.Ю. Виснапуу, И.Б. Гусева, В.Я. Поздняков. О нанесении защитных покрытий из полимерных композиций с использованием статической электризации...	I47
М.Х. Ансо, М.Э. Роос. Электрический интегратор-дифференциатор с периодической коррекцией дрейфа нуля	I51
М.Х. Ансо, Е.М. Даниленко, А.В. Островский, П.Г. Плешанов, М.Э. Роос. Широкополосный электрометр для биофизических исследований	I59
М.Э. Роос, О.В. Сакс. Исследование контактной разности потенциалов некоторых металлов и покрытий, используемых в электрометрических входных устройствах	I64
О.В. Сакс. Опыт золочения пластин динамических конденсаторов методом катодного распыления	I69
Ю.А. Хяммалов. Роль дрейфа в образовании нецелого показателя степени частоты в измерениях спектральной плотности I/f -флуктуаций	I75

Contents

A. Haljaste. Calculation of characteristics of a streamer using the data of photoelectric measurements	7
S. Beskhlebny, K. Kudu. Investigation of the origin of the point-electrode HF discharge at mixed voltages	27
S. Beskhlebny, K. Kudu. Investigation of the origin of the point-electrode HF discharge at overvoltages	44
A. Zhukov, V. Krupin, J. Mikizei, N. Zykun and S. Beskhlebny. The currents of non-self-sustaining electrical discharge in the point-to-plane air gap at frequencies 0.03-1.0 MHz	55
J. Salm, A. Luts. The kinetics of the evolution of small air ions in troposphere	64
T. Parts, J. Salm. The effect of pyridine and its homologues on mobility spectra of positive small air ions	71
U. Horrak, H. Tammet, H. Iher and J. Salm. The dependence of air ion spectra on wind by the measurements in Tahkuse 1985	79
J. Salm, H. Tammet, H. Iher and U. Horrak. The dependence of small air ion mobility spectra in the ground layer of atmosphere on temperature and pressure	87
H. Tammet, F. Miller, R. Matisen and J. Öövel. Small-size air ion meter of high limiting mobility	95
R. Matisen. The methods for computing reliability of air electricity measurement devices	103
A. Mirne. Calibration errors accounting for aerosol spectrometer	III
M. Noppel. The influence of initial charge distribution on the charge distribution of particles in unipolar charging in a strong electric field	118
H. Tammet. The use of aerosol particle-charger as an additional device to air ion counter	127
R. Priiman, N. Krupetski and E. Bunina. About the use of UV-irradiation in the industrial rooms	137

J. Reinet. A generator of electroaerosols for the neutralization of static electricity	I43
L. Visnapuu, I. Guseva and V. Pozdnyakov. Protective coating with polymers by static electricity	I47
M. Anso and M. Roos. Integrating-differentiating electrometer with a periodic zero-controlling device	I51
M. Anso, E. Danilenko, A. Ostrovski, P. Pleshanov and M. Roos. Wide-band electrometer for biophysical use	I59
M. Roos and O. Saks. Investigation of contact potential of some metals and coatings used in electrometrical input arrangements	I64
O. Saks. The experience of gilding plates of the vibrating capacitors by means of cathode sputtering of gold	I69
J. Hämmälöv. The role of the drift in rising of a non-integral power of frequency in spectral density measurements of $1/f$ -fluctuations	I75

ВЫЧИСЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СТРИМЕРА ПО ДАНЫМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

~ А.Я. Хальясте

Анализ основных положений метода

Своей простотой привлекает внимание метод диагностики газоразрядной плазмы, в котором интенсивность оптического излучения разряда используется для определения пространственно-временного распределения приведенной напряженности поля $E/n(x,t)$ в разряде. Зависимость интенсивности излучения от пространственной координаты x и времени t регистрируют обычно фотоэлектронным умножителем (ФЭУ).

Основы метода разработал В.Гoffман [12], который использовал свечение зондирующей лавины для определения напряженности поля пространственного заряда, оставленного предшествующей исследуемой лавиной. Поле зрения регистрирующего ФЭУ охватывало весь разрядный промежуток. Исходя из известного закона размножения электронов в лавине

$$N_e(t) = N_{e0} \exp\left(\int_0^t \alpha^* v_e dt\right) \quad (1)$$

и принимая выходной ток ФЭУ $J(t)$ пропорциональным количеству электронов в поле его зрения (т.е. в лавине), Гoffман вывел уравнение для определения E/n :

$$\frac{d(E/n)}{dt} = \left[\frac{d}{dt} (\ln J) - \alpha^* v_e \right] \left[\frac{d(\ln(\delta v_e))}{d(E/n)} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $\alpha^* = \alpha - \eta$. Коэффициент ионизации α , коэффициент прилипания η , коэффициент излучения δ и скорость дрейфа электронов v_e являются аналитически задаваемыми функциями от E/n . Для решения уравнения (2) относительно E/n необходимо знать начальное значение напряженности поля $(E/n)_0$. В случае плоских электродов и отсутствия объемного заряда $(E/n)_0$ принимается равной напряженности приложенного поля.

А.А. Доран модифицировал рассматриваемую методику для

народным полем /8, 9/. Он отказался от зондирующих лавин и регистрировал фотоэлектрическим методом Амина /15/ излучение разряда из отдельных, параллельных электродам, тонких смежных слоев (толщиной $\Delta x \approx 1$ мм). Доран решал уравнение (2) для каждого слоя в отдельности, допуская, что изменение количества электронов в слое можно определить по соотношению (1). Оправданность этого допущения не является очевидной.

Анализируемый Дораном пробой развивался в течение 600 нс, в канале пробоя появлялись быстро перемещающиеся (со скоростью $2 \cdot 10^6$ м/с) волны свечения и сила тока достигала десятков ампер. Однако несмотря на то, что концентрация нейтральных частиц n считалась неизменной, согласие между вычисленным падением напряжения и приложенным потенциалом оказалось удовлетворительным.

Условия, допускающие подход Дорана, можно выяснить на основе уравнения непрерывности, которое запишем в одномерном приближении для линейной концентрации электронов n'_e :

$$\partial n'_e / \partial t = \alpha n'_e v_e + \partial (n'_e v_e) / \partial x. \quad (3)$$

Исходя из (3) для n'_e получается формула, аналогичная формуле (1), если в правой части уравнения (3) пренебречь вторым членом, т.е. представить уравнение непрерывности в виде

$$dn'_e / dt = \alpha n'_e v_e. \quad (3')$$

Следовательно, подход Дорана, т.е. использование формулы типа (1) для вывода уравнения (2) при рассмотрении некоторого слоя в разряде, требует, чтобы выполнялось условие

$$|\alpha n'_e v_e| \gg |\partial (n'_e v_e) / \partial x|. \quad (4)$$

Условие (4) явно не выполняется при $E/n = (E/n)_{\text{крит}}$, т.е. при $\alpha = \eta$.

В наиболее развернутом виде рассматриваемый метод диагностики прилагал к контрагированным разрядам (стример, импульс Тричела, ВЧ разряд) в промежутке острие - плоскость (длиной 40 мм) М.Р. Лаан /2/. Ввиду разветвления разряда обработке подвергались лишь осциллограммы, полученные методом Амина для приэлектродного участка канала длиной в не-

сколько миллиметров. Предпринималась попытка изложить теоретические основы метода, исходя из уравнения непрерывности (3), которое якобы решали методом характеристик. Однако на деле метод характеристик в примененном вычислительном алгоритме не реализуется, и поэтому отличие от изложенного выше подхода Дорана является кажущимся. Отметим, что решение уравнения (3) методом характеристик означает интегрирование в системе координат, движущейся вместе с электронами, т.е. вдоль характеристик $x - v_e t = \text{const}$. Через характеристики учитывался бы дрейф электронов и тем самым было бы оправдано применение формулы типа (I) при выводе уравнения (2).

В случае сильнонеоднородных полей возникают трудности с определением начального значения $(E/n)_0$ в уравнении (2). Для их преодоления в работе /2/ предложено использовать стабильность решения самого уравнения (2). Однако не физические причины, а скорее чисто вычислительные эффекты, связанные с шумами регистрации осциллограмм $J(t)$, а также с недостаточной точностью организации вычислений, являются источником неустойчивости /5/.

В работе /2/ метод диагностики был дополнен тем, что кроме параметра E/n вычислялись еще линейные концентрации электронов и объемного заряда. Согласно исходному допущению выходной ток ФЭУ, регистрирующего излучение разряда в слое толщиной Δx , описывается формулой

$$J(t) = \Pi \cdot \delta(t) \cdot v_e(t) \cdot n'_e(t) \cdot \Delta x, \quad (5)$$

где постоянный множитель Π объединяет передаточные функции оптической системы и ФЭУ. В работе /2/ значения $n'_e(t)$ вычислены интегрированием уравнения (3') после подстановки в него n'_e из формулы (5). Предложено определить неизвестный множитель Π приравниванием тока разряда $i(t)$, измеренного экспериментально на острие, к току, вычисленному по известному соотношению

$$i(t) = e \cdot v_e(t) \cdot n'_e(t), \quad (6)$$

в котором $v_e(t)$ и $n'_e(t)$ берутся соответствующими пристриевой области разряда. Однако интегрирование уравнения (3') для вычисления $n'_e(t)$ излишне, так как при сделанных допущениях можно вычислять $n'_e(t)$ прямо из соотношения (5). Лишнее интегрирование может способствовать накоплению больших вычислительных ошибок.

В уточнении нуждается коэффициент излучения δ , примененный для воздушных разрядов в работе /2/. Пользование для воздуха и азота одинаковым коэффициентом излучения неоправдано, потому что в воздухе необходимо учитывать интенсивное тушение возбужденных состояний молекул азота молекулами кислорода. Взятая из работы Л.Е. Клайна /13/ формула аппроксимации коэффициента δ не учитывает тушение вообще, так как в ней пропущен множитель $p(1 + p/p_0)^{-1}$, где p - давление излучающего газа и p_0 - т.н. давление тушения.

Для подтверждения достоверности результатов в работе /2/ были выдвинуты два способа их контроля:

1) сравнение выходного тока ФЭУ $J(t)$, измеренного в эксперименте, с током, восстановленным по формуле (5);

2) сравнение тока разряда $i(t)$, измеренного во внешней цепи, с током, вычисленным по соотношению (6).

Удовлетворительное совпадение сравниваемых кривых в работе /2/ трактовалось как достаточное доказательство того, что преобразования уравнения непрерывности и введение прочих упрощающих предположений были правомерными. С физической точки зрения первый способ проверки является тавтологическим и характеризует лишь арифметическую точность вычислительных процедур. Относительно второго способа проверки следует отметить, что он не является совершенно независимым, поскольку ток $i(t)$ используется для определения постоянно-го множителя Π , входящего в формулу (5).

Несмотря на сделанные замечания нельзя отрицать правдоподобности результатов анализированных работ, хотя надежные критерии их контроля предлагать нелегко. Еще раз следует подчеркнуть одно немаловажное и привлекательное свойство рассматриваемого метода диагностики - относительную простоту. Поэтому считалось целесообразным проверить работоспособность метода в версии Дорана на примере неразветвленного предпробойного стримера. Для улучшения метода предпринималось следующее: в рассмотрение включалось изменение плотности газа в канале стримера вследствие выделения джоулева тепла; для воздуха предлагалась новая формула аппроксимации коэффициента излучения δ ; принимались меры для увеличения устойчивости вычислительных процедур. Кратко эти вопросы обсуждаются ниже.

Эксперимент

Неразветвленный стример в воздушном промежутке острее-

плоскость длиной 20 мм исследовалась при атмосферных условиях ($n = 2,45 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, температура $\theta = 295 \text{ К}$, абсолютная влажность $\alpha = 10 \text{ г/м}^3$). В качестве острия использовалась вольфрамовая проволока диаметром 2 мм с конусообразно заточенной вершиной (угол при вершине 34° , радиус закругления вершины $\approx 20 \text{ мкм}$). Чтобы регистрировать ток разряда широкополосно, острие заземлялось через резистор сопротивлением 50 Ом, а высокий потенциал ($-17,4 \text{ кВ}$) подавался на плоский электрод. Пространственно-временное распределение интенсивности излучения стримера (рис. 1) регистрировалось методом Амина: изображение стримера в масштабе 1:1 проецировалось ахроматической кварцевой линзой на установленную перед фотокатодом ФЭУ щель, которая вырезала из изображения исследуемый отрезок длиной Δx . Использовался скоростной ФЭУ типа ФЭУ-87 со специально подобранным делителем напряжения, обеспечивающим в линейном режиме следующие параметры импульсной характеристики ФЭУ (измеренные с помощью миниатюрной малоиндуктивной искры): $\tau_f = 1,15 \text{ нс}$, $\tau_{0,5} = 2,0 \text{ нс}$, $\tau_{0,1} = 3,4 \text{ нс}$. Стабильность и высокая частота повторения стримеров ($\approx 7 \text{ кГц}$) позволили регистрировать выходной ток ФЭУ стробоскопическим осциллографом С7-5 (полоса пропускания $1,7 \text{ ГГц}$) с записью осциллограмм на самописце типа ПДС-021. Тем же осциллографом регистрировался ток разряда на острие.

Рис. 1 описывает распространение двух волн свечения. Одна, соответствующая первичному стримеру, пересекает весь разрядный промежуток. Непосредственно за первичным стримером исходит с острия вторая волна свечения, называемая вторичным стримером /15/. Она распространяется вдоль плазменного следа первичного стримера и распадается в середине промежутка. Обнаруженный ранее предвестник стримера /5/ оказался предимпульсом ФЭУ. Предимпульс появлялся вследствие попадания света на первый диод ФЭУ, когда в качестве рабочей поверхности фотокатода использовалась малая область в его центре.

Скорость распространения первичного стримера $v_n(x)$ измерялась методом двух ФЭУ. $v_n(x)$ и максимальная интенсивность излучения первичного стримера $J'(x)$ ведут себя весьма подобно (рис. 2).

Представленное на рис. 1 распределение интенсивности излучения стримера и измеренный на острие ток разряда (кривая I на рис. 3) использовались для вычисления основных характеристик стримерного канала.

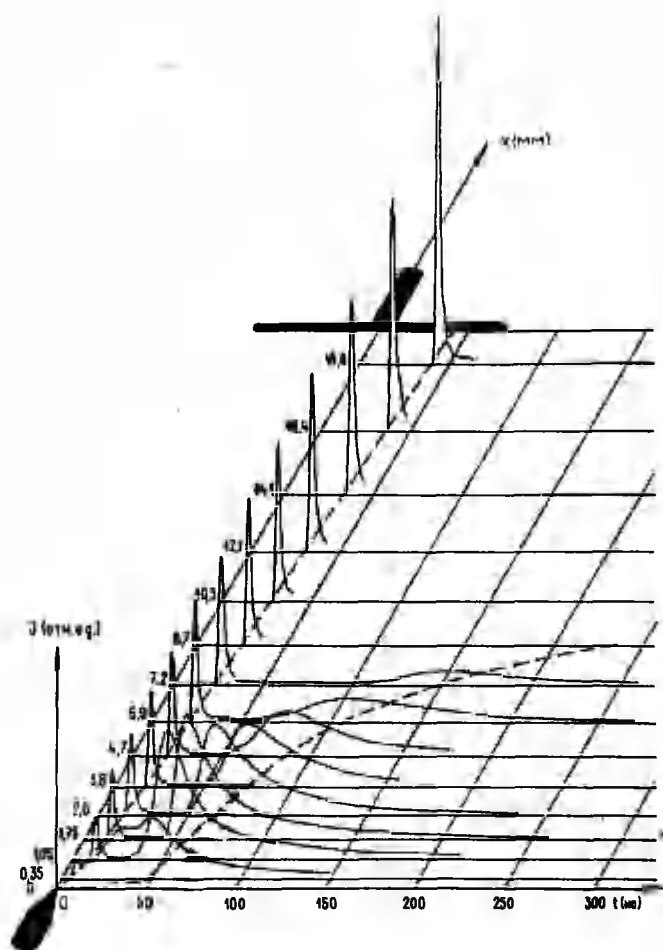


Рис. 1. Пространственно-временное распределение интенсивности излучения стримера.

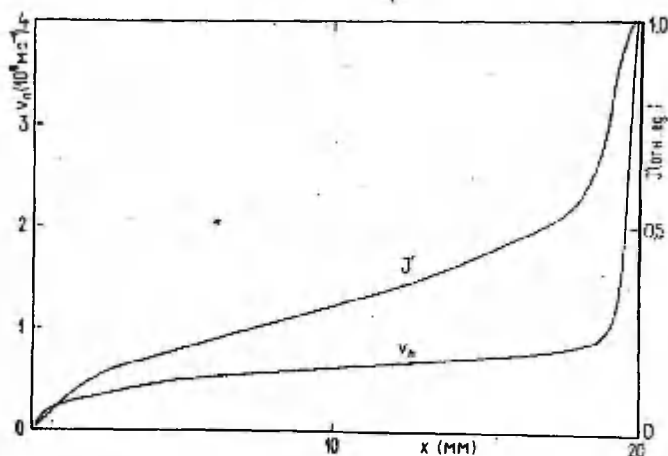


Рис. 2. Изменение скорости перемещения v_n и максимальной интенсивности излучения J' головки стримера вдоль оси разрядного промежутка.

Вычисление плотности газа в канале стримера

Выделение джоулева тепла в канале стримера вызывает уменьшение концентрации нейтральных частиц n , что необходимо принимать во внимание при решении уравнения (2).

Допустим, что развитие стримера не сопровождается образованием сильной ударной волны, а канал стримера имеет прямую цилиндрическую форму и радиально однороден. Считается, что расширение канала происходит изобарически вследствие быстрых РТ и ЕТ-релаксаций [10], а VT-релаксация и теплопроводность за короткое время развития стримера (сотни наносекунд) не успевают сказаться. Уравнения для температуры и состояния газа запишем в виде

$$c_p n \, d\theta/dt = \zeta_j E, \quad (7)$$

$$p = nk\theta, \quad (8)$$

где c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении в расчете на одну молекулу; ζ — доля потерь энергии электрического поля, которая быстро преобразуется в тепловую энергию ней-

трального газа; j - плотность электронного тока; k - постоянная Больцмана. Так как в стримере потери вследствие теплопроводности и излучения незначительны, то расширение происходит в условиях неизменной массы плазменного канала независимо от характера расширения /1/. Следовательно,

$$n_0 r_0^2 = n r^2, \quad (9)$$

где n_0 - концентрация нейтральных молекул в невозмущенном газе, r_0 и r - начальный и текущий радиус канала.

С учетом соотношения (9) для плотности электронного тока получается:

$$j = \frac{ev_e n_e'}{\pi r^2} = \frac{ev_e n_e}{\pi r_0^2} \cdot \frac{n}{n_0}.$$

Дифференцируя уравнение состояния (8) по времени, подставляя выражения для j и $d\theta/dt$ в уравнение (7) и интегрируя последнее, получаем выражение, определяющее концентрацию нейтральных частиц в канале стримера:

$$n = \frac{n_0}{1 + \frac{ek}{\pi r_0^2 \rho c_p} \int_0^t n_e' v_e E dt}. \quad (10)$$

Для ϵ использовались расчетные данные И.Галлимберти /10/, которые в диапазоне значений E/n от $4 \cdot 10^{-20}$ до $4 \cdot 10^{-19}$ В·м² аппроксимировались выражением

$$\epsilon = 0,85 \exp \left\{ -0,537 \left[\ln \left(\frac{E/n}{270} \right) \right]^2 \right\}. \quad (11)$$

E/n в формулах (11) + (16) измеряется в единицах 10^{-21} В·м².

Теплоемкость воздуха c_p зависит от температуры, но в интервале от 300 до 1000 К можно с точностью $\approx 7\%$ считать постоянной и равной $5,1 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Формулы для коэффициентов переноса

Недавно Р.С. Сигмонд критически пересмотрел все экспериментальные работы по определению α и η в воздухе /18/. В настоящей работе для α и η использовались выведенные им формулы. Сводная формула для эффективного коэффициента ионизации

$$\frac{\alpha^*}{n} = \left[14 \exp\left(-\frac{660}{E/n}\right) - 0,06 \exp\left(-\frac{100}{E/n}\right) - \frac{4,6 \cdot 10^{-26} n}{(E/n)^{1,1}} \right] \cdot 10^{21}, \quad (12)$$

предназначена для диапазона значений E/n от 10^{-20} до $1,5 \cdot 10^{-19}$ В·м². Если расширить указанный диапазон до $2,5 \cdot 10^{-19}$ В·м², то отклонения вычисленных значений α^*/n от экспериментальных данных работы /17/ не превышают 5%.

Для скорости дрейфа электронов v_e использовалась формула Бейля /6/:

$$v_e = 1,186 \cdot 10^4 + 1,099 \cdot 10^3 E/n - 5,341 \cdot 10^{-3} (E/n)^2. \quad (13)$$

В диапазоне значений E/n от 10^{-20} до $2 \cdot 10^{-19}$ В·м² ошибка аппроксимации v_e формулой (13) остается в пределах точности экспериментальных данных ($\approx 10\%$).

Приемлемых аппроксимирующих формул для коэффициента излучения δ , как и соответствующих экспериментальных данных, мы для воздуха в литературе не встречали. Зато относительно разрядов в воздухе (стример, начальные стадии пробоя и ВЧ разряда и т.д.) хорошо известно, что в условиях, где ионизация и возбуждение молекул происходит электронным ударом, интенсивность излучения разряда в основном определяется свечиванием 2⁺-системы азота. В стримере интенсивность излучения 2⁺- и 1⁻-систем N₂ в области длин волн от 210 до 480 нм составляет 99,99% от общей интенсивности излучения /11/. При этом интенсивность 2⁺-системы N₂ всегда намного больше интенсивности 1⁻-системы. Это обстоятельство позволяет использовать результаты, полученные при исследовании излучения лавин в чистом азоте /14, 20/, для приблизительной оценки δ в воздухе. Роль кислорода в воздухе сводится к быстрому тушению С³Π_u - состояния азота.

Рассматривая воздух как смесь азота и кислорода, можно представить связь приведенного коэффициента возбуждения δ_0/n с коэффициентом излучения δ/n формулой, эквивалентной формуле Леглера для азота /14/:

$$\frac{\delta}{n} = \frac{\delta_0}{n} \cdot \frac{1}{1 + \tau_0 (0,79 k_q^{N_2} + 0,21 k_q^{O_2}) n} \quad (14)$$

где τ_0 – естественное время жизни состояния $N_2(C^3\Pi_u)$; $k_q^{N_2}$ и $k_q^{O_2}$ – коэффициенты скорости тушения этого состояния невозбужденными молекулами N_2 и O_2 соответственно. τ_0 и k_q зависят от номера колебательного уровня v состояния $N_2(C^3\Pi_u, v)$ /7/. Учитывая, что основной вклад в излучение вносится колебательными состояниями $v = 0$ и $v = 1$, мы принимали в хорошем согласии с результатами работ /14, 7/ $\tau_0 = 41,5$ нс и $k_q^{N_2} = 1,2 \cdot 10^{-17}$ м³с⁻¹. Определяющую роль в девозбуждении играют все же молекулы O_2 , для которых $k_q^{O_2} = 3 \cdot 10^{-16}$ м³с⁻¹ /4/.

Коэффициент возбуждения δ_0/n является функцией E/n и в N_2 определен экспериментально /14, 20/. Эти результаты мы аппроксимировали формулой

$$\delta_0/n = 9,5 \cdot 10^{-24} \exp[-3275 (E/n)^{-3/2}]. \quad (15)$$

В пределах значений E/n от $5,5 \cdot 10^{-20}$ до $8,25 \cdot 10^{-19}$ В·м² формула (15) описывает данные работы /14/ с точностью лучше 10%, а данные работы /20/ – с точностью $\approx 20\%$.

Подставляя (15) и численные значения τ_0 и k_q в (14), получаем окончательное выражение для коэффициента излучения воздуха:

$$\delta/n = 9,5 \cdot 10^{-24} (1 + 3 \cdot 10^{-24} n)^{-1} \exp[-3275 (E/n)^{-3/2}]. \quad (16)$$

Результаты вычислений

Уравнения (2) и (10) решались совместно методом прогноза и коррекции /3/. Концентрация электронов n_e' вычислялась из соотношения (5). Неизвестный множитель Π , входящий в формулу (5), определялся приравниванием измеренного на острие тока разряда $i(t)$ к току, вычисленному по соотношению (6) /2/. Таким образом на небольшом отрезке канала в окрестности заданной точки x был получен временной ход $E/n(x, t)$, $n(x, t)$, $n_e'(x, t)$ и $E(x, t)$.

Процедура совместного решения уравнений (2) и (10) заключалась в следующем. При переходе с вычислениями к очередному k -ому узлу сначала вычисляется n_k по (10) в нулевом приближении, предполагая, что ζ , n_e' , v_e и E сохраняют свои значения при переходе от $(k-1)$ -ого узла к k -ому узлу. Используя найденное в нулевом приближении значение n_k , вычис-

ляется $(E/n)_k$ из (2), а затем $\zeta_k, (n'_e)_k, (v_e)_k$ и E_k . Далее n_k уточняется в итеративном процессе по (10), где ζ, n'_e, v_e и E взяты как средние за временной шаг Δt . После каждой итерации заново вычисляется $(E/n)_k$ из уравнения (2) (методом прогноза и коррекции). Итеративный процесс нахождения n_k останавливается, как только значения $(E/n)_k$ на последнем и предпоследнем шагах итерации совпадут с заданной точностью (10^{-4}).

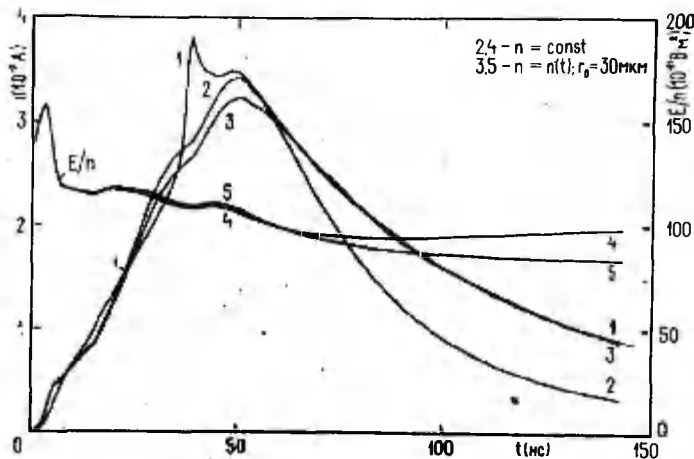


Рис. 3. Сравнение расчетных осциллограмм тока разряда $i(t)$ с зарегистрированной осциллограммой: 1 - эксперимент; 2 и 3 - расчет; 4 и 5 - E/n в приборной области.

Для определения начального значения радиуса канала r_0 предполагалось, что спад измеренного на острие тока $i(t)$ (см. кривую 1 на рис. 3) существенно зависит от n (через параметр E/n), т.е. от разогрева и расширения разрядного канала. По световому излучению вблизи острия были вычислены E/n и n'_e в приборной области и по этим данным согласно формуле (6) вычислен ток на острие. Кривая 2 (рис. 3) вычислена без учета изменения плотности газа (принималось $n = \text{const}$). По ней видно, что на спаде рассчитанная кривая существенно отклоняется от реально измеренной. Отклонения оказались устранимыми, когда в вычислениях принималось во внимание изменение плотности газа в канале разряда. При этом

результат вычислений значительно зависел от значения r_0 . Величина r_0 почти не влияет на форму переднего фронта $i(t)$, зато она весьма сильно воздействует на спад импульса тока. Наилучшее совпадение вычисленного тока с измеренным достигалось при $r_0 = 30$ мкм (кривая 3 на рис. 3). Это значение r_0 удивительно хорошо согласуется с литературными данными о радиусе стримера. Поэтому в дальнейших вычислениях везде принималось $r_0 = 30$ мкм. Вычисляя текущий радиус канала из соотношения (9), легко определить и объемную концентрацию электронов $n_e = n'_e (\pi r^2)^{-1}$. Наконец, отметим, что вычисление $E/n(t)$ в предположении $n = \text{const}$ ведет к труднообъяснимому росту E/n на стадии распада стримера (см. кривую 4 на рис. 3).

Вычисления проводились на ЭВМ "Наири-К" с непосредственным выводом информации на X-Y плоттер. При дискретном представлении осциллограмм выходного тока ФЭУ $J(t)$ и тока разряда $i(t)$ использовался переменный шаг квантования по времени Δt (от 0,16 до 3,3 нс). В силу ограниченного объема оперативной памяти ЭВМ исходная осциллограмма представлялась перекрывающимися цифровыми массивами, которые друг за другом вводились и обрабатывались в ЭВМ. Шаг Δt изменялся с переходом от массива к массиву.

Быстрая сходимость решений уравнения (2) при варьировании начальных условий (т.е. значений $(E/n)_0$) показывает, что можно ограничиваться не очень строгими требованиями относительно точности $(E/n)_0$ /5/. Варьирование значений $(E/n)_0$ в разумных пределах практически не влияет на точность вычисления n_e (рис. 4). Поэтому во всех вычислениях $(E/n)_0$ принималось равным $1,4 \cdot 10^{-19}$ В·м².

При больших значениях $(E/n)_0$ вначале $E/n(t)$ несколько уменьшалось, что в данном случае нереально.

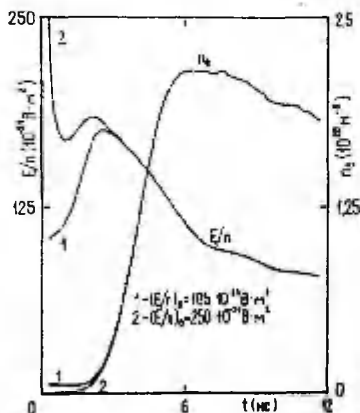


Рис. 4. Влияние начального значения напряженности поля $(E/n)_0$ на $n_e(t)$ и $E/n(t)$ ($x = 1,75$ мм).

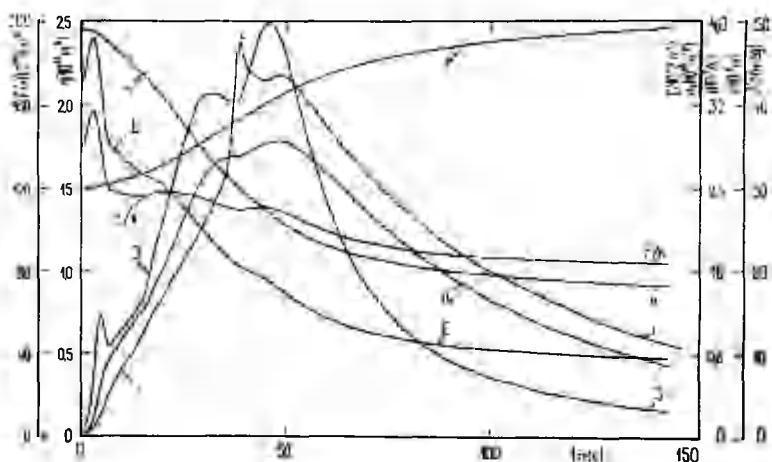


Рис. 5. Основные характеристики канала в зависимости от времени ($x = 0, 35$ мм).

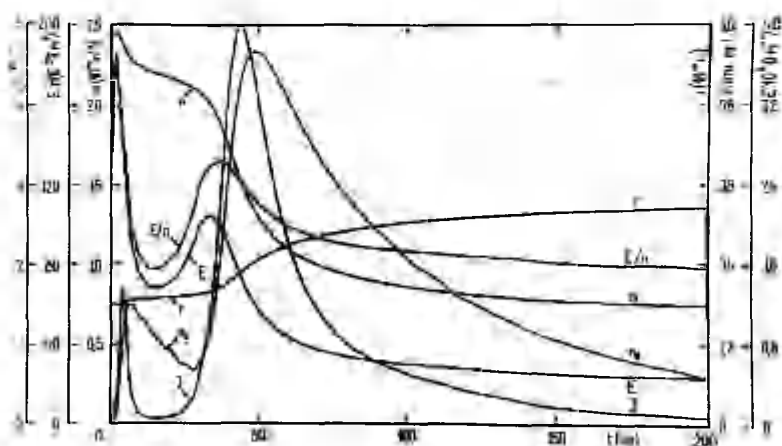


Рис. 6. Основные характеристики канала в зависимости от времени ($x = 1,05$ мм).

На рис. 5 и 6 представлены полученные нами временные распределения основных характеристик стримера на двух рас-

стояниях от острия. Рис. 5 показывает, что ускорение развития вторичного стримера после достижения первичным стримером катодной плоскости ($t \gg 40$ нс) слабо возмущает характеристики приостриевой области. Большим расстояниям от острия характерны временные зависимости, подобные представленным на рис. 6. Заслуживает внимания тот факт, что E/n во вторичном стримере поднимается выше предела $(E/n)_{\text{крит}} = 1,05 \cdot 10^{-19}$ В·м², при котором $\alpha = \eta$. Максимальная напряженность поля во вторичном стримере значительно уступает той, которую дают вычисления для первичного стримера; но состояние, где ионизация преобладает над прилипанием, сохраняется во вторичном стримере значительно дольше. Это является основной причиной того, что расчетная концентрация электронов n_e во вторичном стримере растет до значений $\approx 5 \cdot 10^{20}$ м⁻³. Максимальное значение n_e в первичном стримере составляет $\approx 10^{21}$ м⁻³ и достигается вблизи плоского электрода.

По известным $E/n(x, t)$ и $n(x, t)$ в принципе можно вычислять падение потенциала вдоль канала стримера и далее сравнивать его с приложенным напряжением. Однако до прихода первичного стримера на катод часть канала перестает излучать (см. рис. 1), следовательно, перестает там работать и метод диагностики. Полученные результаты позволяют лишь оценить E/n на неизлучающем отрезке канала, вычисляя падение напряжения на излучающем отрезке непосредственно перед приходом первичного стримера на катод. Оказывается, что в неизлучающем отрезке $E/n \approx 30 \cdot 10^{-21}$ В·м². Это значение хорошо согласуется с литературными данными /18/.

Найденное в настоящей работе распределение температуры нейтральных частиц вдоль канала стримера (рис. 7а) допускает непосредственное сравнение с данными работы /19/ (рис. 7б), в которой спектроскопическим методом определено пространственно-временное распределение вращательной температуры молекул в подобном стримере (длина промежутка 15 мм; радиус закругления вершины острия 50 мкм, частота повторения стримеров ≈ 10 кГц). Наблюдается хорошее качественное и количественное согласие результатов обеих работ, в том числе и для области в непосредственной близости от острия, для которой в тексте работы /19/ отмечено, что там регистрировалось снижение температуры. В настоящей работе максимальные температуры в среднем все же на 100 К выше, чем в /19/. Это можно объяснить, например, большей мощностью нашего стримера, или завышением температуры вследствие упрощенного учета

электронного возбуждения в процессах тепловыделения.

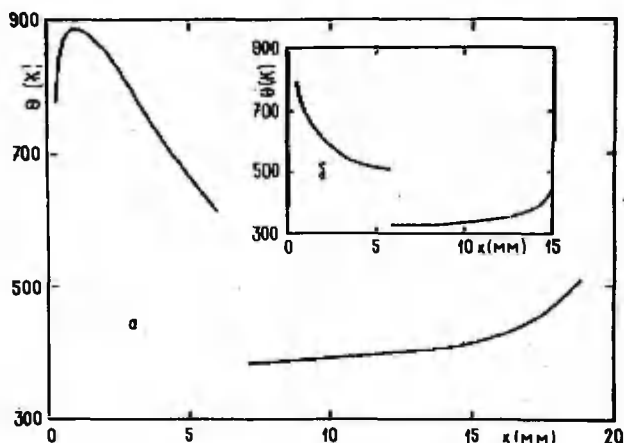


Рис. 7. Распределение газовой температуры вдоль стримера: а - данные настоящей работы ($t = 135$ нс); б - данные работы /18/.

На рис. 8 представлено распределение E/n и n_e вдоль прианодного отрезка канала стримера в разные моменты времени. Ситуацию непосредственно перед замыканием промежутка первичным стримером описывают кривые в момент $t = 35$ нс. Все остальные кривые характеризуют процесс после образования сквозного канала. Эти распределения показывают, что с прибытием головки первичного стримера на катод от прианодной области сильного поля отрывается ионизационная волна, которая распространяется в сторону катода и образует протяженное плато в распределениях $E/n(x)$ и $n_e(x)$. Естественно было бы предположить, что при $t > 40$ нс формируется канал, вдоль которого ток разряда непрерывен, т.е. $di/dx \approx 0$. Результаты расчета не подтвердили этих ожиданий, в чем легко убедиться по рис. 8 и формуле (6). Проверка условия (4) показала, что вблизи острия (напр., $x = 0,7$ мм, $t = 55$ нс) выполняется сильное неравенство, обратное требованию (4), т.е. дрейфовый поток электронов является определяющим по сравнению с ионизационно-прилипательными процессами, и поэтому применение уравнения непрерывности в виде (3) необосновано. В области плато $n_e(x)$ вторичного стримера условие (4) выполняется удовлетворительно.

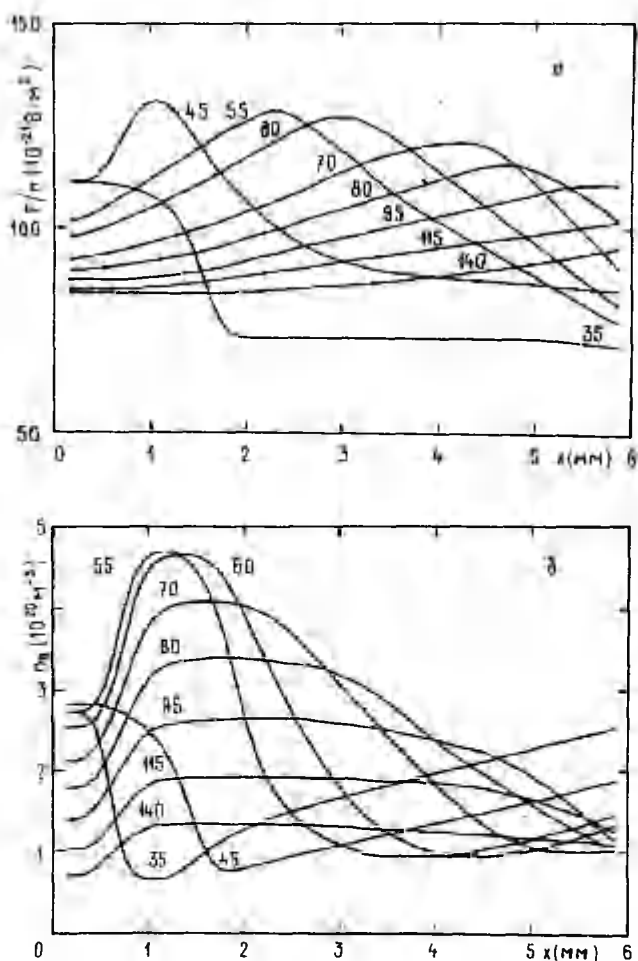


Рис. 8. Распределение приведенной напряженности поля (а) и концентрации электронов (б) вдоль стримера: параметр – время (нс), прошедшее с момента возникновения стримера.

Заключение

Баланс электронов в стримере определяют в основном ионизация электронным ударом, прилипание и дрейф электронов. Пренебречь дрейфом можно, если преобладает либо ионизация, либо прилипание. Но непосредственно после прохождения головки первичного стримера формируется вблизи острия светящаяся область (вторичный стример), в которой дрейфовый поток электронов поддерживает напряженность поля E/n длительное время вблизи критического уровня, где $\alpha \approx \eta$. Из приведенного анализа и условия (4) следует, что в данной ситуации метод диагностики в версии Дорана теряет достоверность. К тому же излучение из приостриевой области используется для определения множителя Π , который нормирует вычисленную концентрацию электронов n_e . Вариация E/n , например, от $1,2 \cdot 10^{-19}$ В·м⁻² до $1 \cdot 10^{-19}$ В·м⁻², вызывает увеличение Π в 2,2 раза. Кроме того, четко не ограничен выбор длины Δx отрезка, по которому усредняются приостриевые параметры канала при вычислении Π . Это внесет дополнительный вклад в ошибку множителя Π . Ошибка, возникающая в приостриевой области, в конечном итоге распространяется на весь стример.

Анализ полученных результатов показал, что вычисленное пространственно-временное распределение E/n отражает реальные условия во вторичном стримере качественно правильно, причем относительная ошибка E/n не превышает 40%. Однако вычисленные распределения n_e искажены, поэтому нарушена и непрерывность тока. Имея в виду неопределенность начальных условий задачи, введение весьма грубых приближений для учета разогрева и расширения канала, а также вышеизложенные замечания, значения n_e следует рассматривать как порядковые оценки. На уровне оценок концентрация электронов, радиус и температура канала весьма хорошо согласуются с последними экспериментальными данными и результатами модельных расчетов, известных для подобного разряда из работ других авторов.

Относительно вторичного стримера наиболее важной задачей является определение действительных пределов вероятно небольших изменений $E/n(x,t)$ и $n_e(x,t)$. Здесь оценочные вычисления нас не удовлетворяют, и рассмотренную версию метода диагностики следует заменять новой, учитывающей дрейфовый поток электронов.

Литература

1. Брагинский С.И. К теории развития канала искры // Журн. эксп. и теорет. физики. - 1958. - Т. 34. - Вып. 6. - С. 1548-1557.
2. Лаан М.Р. Сравнительные исследования импульсов короны постоянного напряжения и начальной стадии высокочастотного разряда: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. - М., 1980.
3. Лившиц В.М., Литвин Б.Ф. Приближенные вычисления и программирование на ЭВМ "Наири-2". - Л.: Машиностроение, 1977. - 240 с.
4. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. - М.: Наука, 1980. - 310 с.
5. Хальясте А.Я. Анализ метода вычисления E/p в канале стримера по его свечению // Возникновение и развитие газового разряда при высоких давлениях: Тез. докл. II Всесоюз. совещ. (Тарту, 5-8 июня 1984 г.). - Тарту, 1984. - Ч. 2. - С. 235-237.
6. Bayle P., Bayle M. Simulation of secondary processes in breakdown in air // Z. Phys. - 1974. - Bd. 266. - S. 275-281.
7. Chen C.H., Payne M.G., Hurst G.S., Judish J.P. Kinetic studies of N_2 and $N_2 - SF_6$ following proton excitation // J. Chem. Phys. - 1976. - Vol. 65, N 10. - P. 3863-3868.
8. Doran A.A. The development of a Townsend discharge in N_2 up to breakdown investigated by image converter intensifier and photomultiplier techniques // Z. Phys. - 1968. - Bd. 208, H. 5. - S. 427-440.
9. Doran A.A. Space charge fields in the development of a Townsend discharge in nitrogen // Aust. J. Phys. - 1969. - Vol. 22, N 4. - P. 447-452.
10. Gallimberti I. The mechanism of the long spark formation // J. Phys. - 1979. - T. 40, Coll. C-7, N 7. - P. 193-250.
11. Hartmann G. Spectres émis par des phénomènes prédisruptifs dans l'air à la pression atmosphérique // C.R. Acad. Sc. Paris, Sér. B. - 1970. - T. 270. - P. 309-312.

12. Hoffmann W. Messung der von Elektronenlawinen erzeugten Raumladungsfelder mittels einer Sondenlawine // Z. Phys. - 1967. - Bd. 200, H. 3. - S. 287-303.
13. Kline L.E. Effect of negative ions on current growth and ionizing wave propagation in air // J. Appl. Phys. - 1975. - Vol. 46, N 5. - P. 1994-2000.
14. Legler W. Anregung von UV-Strahlung in Stickstoff und Wasserstoff durch einen Elektronenschwarm // Z. Phys. - 1963. - Bd. 173, H 2. - S. 169-183.
15. Loeb L.B. Electrical coronas: Their basic physical mechanisms.- Berkeley; Los Angeles: Univ. of Calif. Press, 1965. - 694 p.
16. Marode E. The mechanism of spark **breakdown** in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. II: Theoretical: Computer simulation of the streamer track // J. Appl. Phys. - 1975. - Vol. 46, N 5, - P. 2016-2020.
17. Raja Rao G., Govinda Raju G.R. Growth of ionization currents in dry air at high values of E/n // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1971. - Vol. 4, N 4. - P. 494-503.
18. Sigmund R.S. Basic corona phenomena: the roles of space charge saturation and secondary streamers in breakdown // Proc. 16-th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Inv. Papers. - Düsseldorf, 1983. - P. 174-186.
19. Spyrou N., Peyroux R., Gibert A. Measurements of neutral molecule temperatures in a point-to-plane corona discharge in air // 4th Int. Symp. High Voltage Eng. (Athens, 5-9 Sept. 1983). - Athens, 1983. - Paper 41.05. - 4 pp.
20. Tachibana K., Phelps A.V. Excitation of the $C^3\Pi_u$ state of N_2 by low energy electrons // J. Chem. Phys. - 1979. - Vol. 71, N 3. - P. 3544-3546.

CALCULATION OF CHARACTERISTICS OF A
STREAMER USING THE DATA OF PHOTOELECTRIC
MEASUREMENTS

A. Haljaste

S u m m a r y

An unbranched streamer was investigated in laboratory air in a point-to-plane discharge gap of 20 mm length using photoelectric multipliers and the sampling oscilloscope. The conduction current and the spatio-temporal distribution of the emitted light intensity of the streamer were used to calculate the basic parameters of the discharge channel - radius and temperature, electric field strength, electron and neutral particle concentration. The spatio-temporal distribution of the electric field strength E/n , computed without taking into account the electron drift flow, is in qualitatively good agreement with our understanding of the secondary streamer phenomenon. The values of E/n are in agreement with Marode's data [16] in limits of 40%. The computed electron concentration n_e may differ from those data by some hundred per cent. Thus we got for the electron peak concentration in the primary streamer $\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$ and in the secondary streamer $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. The computed initial radius of the streamer channel is 30 μm . The gas peak temperature ($\sim 900 \text{ K}$) and the temperature distribution along the streamer track are also in a satisfactory agreement with other authors [19]. The marked disagreement with the continuity equation arises comparing the calculated $E/n(x,t)$ distribution with the $n_e(x,t)$ curves. Thus one must conclude that the $n_e(x,t)$ behaviour is not realistic even qualitatively. More reliable information about the streamer could be obtained by replacing the version of the diagnostic method in question by a new one, which takes into account the direct coupling of light phenomena with the electron drift flow.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ РАЗРЯДА НА СМЕШАННОМ НАПРЯЖЕНИИ

С.И. Бесхлебный, К.Ф. Куду

Исследования по возникновению одноэлектродных газовых разрядов, обзор которых приведен в работах /1, 2/, выявили следующие особенности. В диапазоне частот 0,15–1,5 МГц наблюдается понижение напряжения возникновения разряда по отношению к порогу разряда на постоянном напряжении или на низкой частоте /3/. Высокочастотный разряд инициируется либо предначальным стримером, возникающим в максимум одного из положительных полупериодов приложенного напряжения (+ПП), либо импульсом Тричела во время отрицательного полупериода (-ПП) /4/. Вероятность возникновения разряда в тот или иной полупериод переменного напряжения зависит от многих факторов, таких как частота приложенного напряжения, величина и знак дополнительного постоянного потенциала на острие, геометрия разрядного промежутка и т.д. Появлению этих коронных импульсов, инициирующих разряд, предшествует стадия накопления, т.н. предразрядная стадия. Во время этой стадии возле кончика острия наблюдаются серии лавинных импульсов, заканчивающиеся образованием либо стримера, либо импульса Тричела. Эти предразрядные импульсы, возникающие в максимум +ПП, по своим пространственно-временным характеристикам подобны вспышечным импульсам положительной короны /1, 2, 4/.

Настоящая работа была предпринята для получения новой информации об условиях возникновения предразрядных импульсов и условиях возникновения стримера или импульса Тричела, зажигающих ВЧ разряд. Процессы возникновения разряда исследуются при этом на смешанном напряжении, т.е. при одновременной подаче на острие постоянного и переменного потенциалов /5–7/.

Аппаратура и методика измерений

Исследования проводились в промежутке острие–плоскость в воздухе с двумя остриями. Оба острия представляли платиновые цилиндры диаметром 1 и 2 мм (острие 1 и 2 соответственно) с

полусферическими кончиками (см. рис. 1). Расстояние между кончиком острия и плоским электродом, выполненным из латуни в форме диска диаметром 17 см, было 4 см. Выбор острия I обусловлен тем, что большинство исследований газоразрядных процессов в одноэлектродных промежутках было выполнено для таких острий /1-7, 9/. Таким образом, сохранялась возможность сравнения наших результатов с экспериментальным материалом, полученным ранее другими авторами. Выбор второго острия определялся тем, что величина пороговых напряжений короны для него была больше, чем для первого. В силу этого амплитуда предразрядных импульсов также была больше, что облегчало их регистрацию и наблюдение. Кроме этого появлялась возможность наблюдать влияние кривизны поверхности острия на предразрядные процессы.

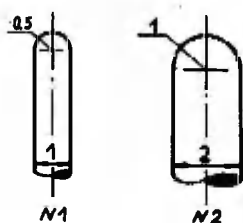


Рис. 1. Форма используемых острий. Все размеры указаны в миллиметрах.

Острия для придания им необходимой формы обрабатывались на специальном устройстве, которое позволяло за счет проекционной системы контролировать форму поверхности с погрешностью не более нескольких микрон. Качество обработки поверхности проверялось наблюдением под микроскопом при 600-кратном увеличении. Перед использованием острие промывалось спиртом, а затем в дистиллированной воде в ультразвуковой ванне.

Перед любыми измерениями на ВЧ напряжении предварительно проверялись пороги импульсов положительной и отрицательной короны с установленного острия. В этом случае постоянное напряжение подавалось на острие от стабилизированного источника высокого напряжения ИТ (см. рис. 2) /8/. Применение калиброванного делителя напряжения R4, R5 и цифрового вольтметра V2 типа В2-23 позволило измерить постоянное высокое напряжение с абсолютной погрешностью ± 5 В при его выходной величине 15 кВ.

Источником начальных электронов, инициирующих разряд, служил слабый радиоактивный препарат, расположенный недалеко

Усреднение проводилось по многим измерениям, осуществлявшимся на протяжении года. Максимальный разброс пороговых напряжений короны не превышал 200 В. Несмотря на такое изменение абсолютных значений указанных напряжений, разность между пороговыми напряжениями короны различного типа в данных условиях изменялась незначительно, оставаясь примерно постоянной. В этой же таблице приведены пороговые напряжения ВЧ разряда на трех частотах 0,15; 0,68 и 1,4 МГц.

Подробное описание используемой аппаратуры приведено в работе /4/. Генератор высокой частоты ГВЧ (см. рис. 2) работал в импульсном режиме. Длительность переднего фронта радиоимпульса была $\approx 0,5$ мс. За пороговое напряжение ВЧ разряда и разряда на смешанном напряжении принималась такая величина напряжения, при которой 50% радиоимпульсов, подаваемых на острие при их средней длительности 20 с, приводила к его возникновению.

Для уменьшения погрешности в измерении амплитуды ВЧ напряжения была создана компенсационная схема, работающая в импульсном режиме, отличающаяся от описанной в работе /4/. Высокочастотное напряжение с острия подавалось на делитель напряжения С1, С2, R4 и, далее, на схему детектора D, выделяющая огибающую радиоимпульса. Полученный сигнал подавался на первый вход дифференциального усилителя одного из каналов двухлучевого осциллографа С1-И7. На второй вход этого усилителя поступали прямоугольные видеоимпульсы, полученные благодаря электронному коммутатору К, от опорного источника постоянного напряжения типа УИП-2. Коммутатор работал синхронно с модулятором М генератора ВЧ. Амплитуда видеоимпульсов от опорного источника плавно регулировалась R2 и измерялась цифровым вольтметром V3 типа В2-23. Осциллограф использовался в качестве нуль-индикатора. Калибровка этой схемы измерения импульсного ВЧ напряжения проводилась при ее работе в непрерывном режиме, когда ВЧ напряжение измерялось по типовой компенсационной схеме, выделенной на рис. 2 штриховой линией. После калибровки схемы величина переменного напряжения определялась простым перемножением найденного коэффициента пересчета и измеренной величины напряжения опорного источника U_0 в момент компенсации им огибающей радиоимпульса. С учетом погрешности в измерении опорного напряжения, коэффициента пересчета, компенсации по С1-И7 и нестабильности ВЧ напряжения можно утверждать, что относительная ошибка при измерении амплитуды переменного напряжения не превышала 1%.

Вольт-вольтовые характеристики (ВВХ) разряда снимались по методике, предложенной в работе /5/ в следующем порядке. Сначала на острие подавалось постоянное напряжение необходимой полярности и измерялось пороговое напряжение импульсов положительной или отрицательной короны. Затем постоянное напряжение уменьшалось на некоторую величину и на острие подавалось ВЧ напряжение. Амплитуда его плавно увеличивалась до такого значения, при котором возникала та или иная форма разряда и измерялась описанным выше способом. После этого постоянная составляющая опять уменьшалась, а переменная увеличивалась и т.д. до тех пор, пока постоянное напряжение на острие не уменьшалось до нуля. В этом случае определялись пороговые напряжения разряда на чисто ВЧ напряжении.

Для наблюдения за поведением предразрядных импульсов установка была дополнена вторым фотоэлектронным умножителем ФЭУ-2 типа ФЭУ-30, расположенным по оси разрядного промежутка за плоским электродом, см. рис. 3. (ФЭУ-I и его назначение описаны в работе /4/). В центре плоского электрода был вырезан круг диаметром, равным диаметру фотокатода (5 см), и

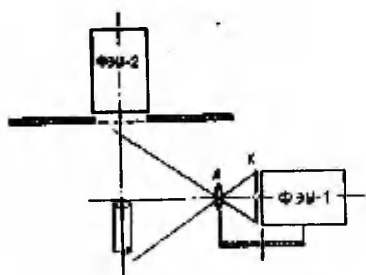


Рис. 3. Расположение фотоэлектронных умножителей по отношению к острию.

отверстие заткнуто мелкой, с шагом 1 мм, металлической сеткой. Такое расположение ФЭУ позволило за счет увеличения геометрического фактора $/IO/$, а также устранения стеклянной линзы, увеличить чувствительность регистрирующей системы к световым импульсам примерно в 5 раз по сравнению с ФЭУ-I и провести наблюдения за возникновением и развитием предразрядных импульсов.

Вероятность возникновения разряда в положительный (P+) или отрицательный (P-) полупериоды ВЧ напряжения для каждой точки ВВХ с фиксированным значением составляющих смешанного напряжения на острие вычислялась, как правило, по 100 измерениям. Наблюдение за вероятностью возникновения ВЧ разряда в тот или иной полупериод переменного напряжения осуществлялось как с помощью регистрирующих приборов, описанных в работе /4/, так и по осциллограммам импульсов тока или фотото-

ка разряда, получаемых на осциллографе ДЭСО-І.

Результаты эксперимента

Полученные вольт-вольтовые характеристики представлены сплошными линиями на рис. 4 и 5. По оси абсцисс на них отложена величина постоянной составляющей смешанного напряжения U_{-} , а по оси ординат – амплитудное значение переменной составляющей U_{\sim} . Очевидно, что для каждой точки приведенных кривых амплитуда смешанного напряжения $U_{см}$ на острие вычисляется по формуле $|U_{см}| = |U_{-}| + |U_{\sim}|$. Штрих-пунктирные линии, проведенные под углом 45° к осям координат, соответствуют амплитудному значению порогового напряжения $U_{в}$ и $U_{с}$ (правая часть графиков) и $U_{т}$ (левая часть).

Поскольку общий характер поведения ВВХ соответствует полученным ранее другими авторами /5-7/, то на данных рисунках выделены только те части кривых, где имеет место переход от импульсов короны постоянного напряжения к ВЧ вспышкам. На участке ниже точки G возникают одиночные импульсы Тричела при $U_{см} = U_{т}$. На участке ниже точки А возникают одиночные предначальные стримеры или вспышечные импульсы при $U_{см} = U_{с}$. Во всех точках кривой выше G и А разряд возникает в виде высокочастотной вспышки /5/. Результатами наших опытов установлено, что на участке GN вспышка инициируется с вероятностью $P_{-} = 100\%$ в максимум отрицательного полупериода ВЧ напряжения импульсом Тричела, а на участке AM с вероятностью $P_{+} = 100\%$ в максимум +III предначальным стримером. Между точками N и M ВЧ вспышка может возникнуть или из импульса Тричела в -III, или из предначального стримера в +III. При этом вероятность P_{+} растет от 0 до 100%, а P_{-} уменьшается от 100% до 0. На участке LK регистрируются предразрядные импульсы, причем на его концах, возле точек L и K, количество регистрируемых до возникновения разряда импульсов мало (1-2). Наибольшее их количество, в течение примерно 100 и более полупериодов, удается наблюдать при отсутствии постоянной составляющей напряжения на острие. Участок DB соответствует амплитуде смешанного напряжения, при которой возможно либо развитие ВЧ вспышки, либо возникновение непрерывной вспышечной короны. В последнем случае вспышка не возникает до тех пор, пока не будет погашена непрерывная вспышечная корона. Для этого ВЧ напряжение снималось с острия и спустя несколько секунд подавалось вновь. Точка F соответствует максимуму

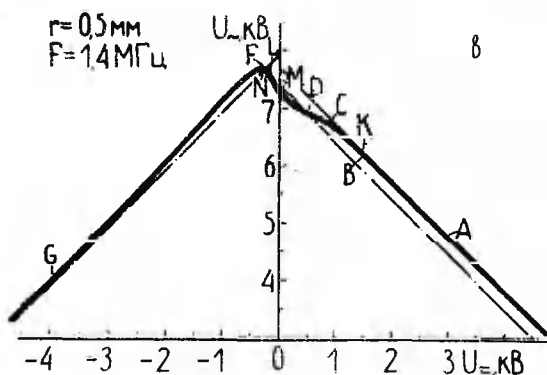
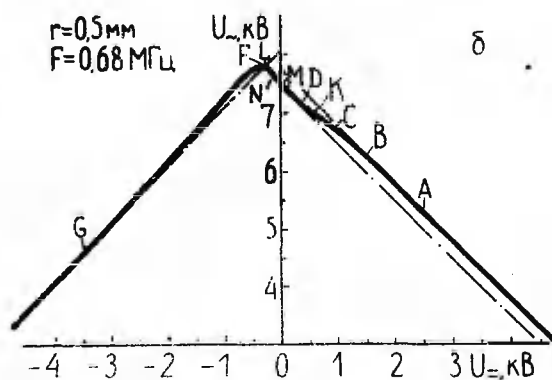
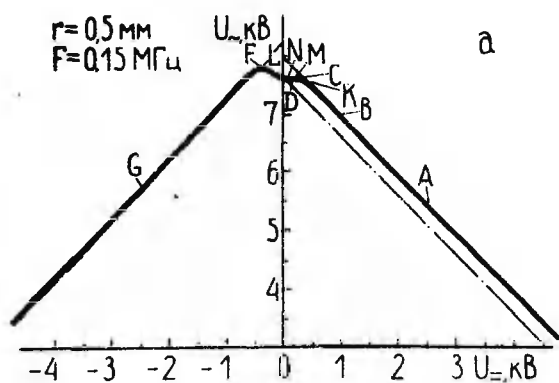


Рис. 4. Вольт-вольтные характеристики разряда в воздухе для острия диаметром 1 мм. Остальные обозначения см. в тексте.

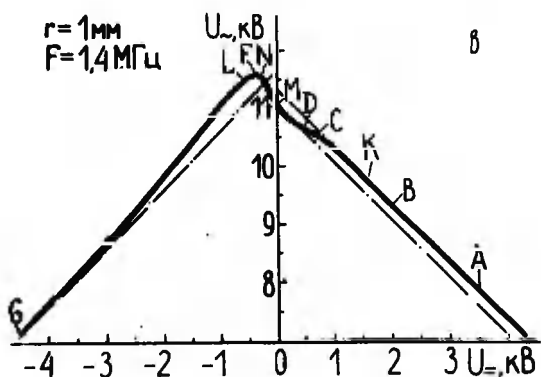
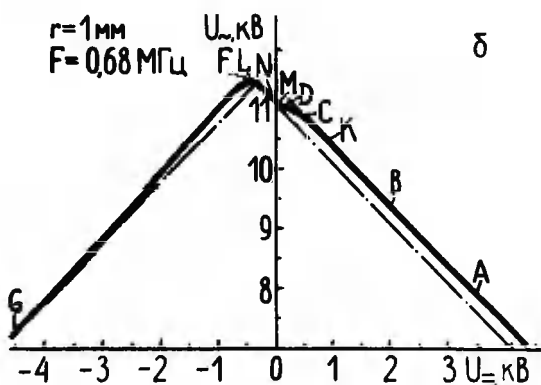
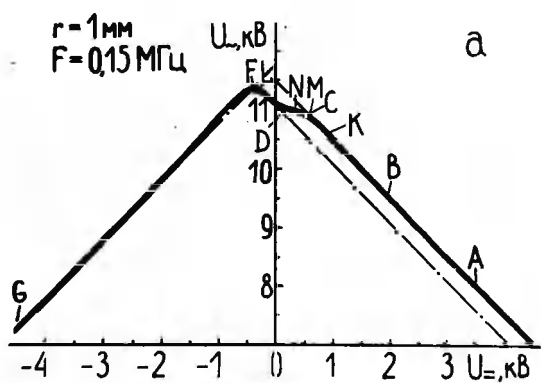


Рис. 5. Вольт-вольтные характеристики разряда в воздухе для острия диаметром 2 мм. Остальные обозначения см. в тексте.

ВВХ, а точка С — положению на кривой, начиная с которого наблюдается уменьшение амплитуды U_{cm} по отношению к U_s . Следует отметить, что изменение вероятности возникновения разряда с одного полупериода на другой (участок NM) происходит в достаточно узком интервале изменения постоянной составляющей смешанного напряжения на острие ($\Delta U_{\pm} = 200-300$ В). Сам участок всегда включается в участок ЛК, где регистрируются предразрядные импульсы. Однако его положение внутри участка ЛК зависит от частоты приложенного напряжения.

На рис. 6 и 7 приведены зависимости вероятности возникновения разряда в положительный полупериод ВЧ напряжения P_+ от величины и знака постоянной составляющей смешанного напряжения на острие для всех исследованных частот. Здесь по оси абсцисс отложена величина постоянной составляющей, а по оси ординат — вероятность возникновения разряда в +ПП. Величина соответствующей переменной составляющей смешанного напряжения на острие может быть определена по приведенным выше вольт-вольтным характеристикам (рис. 4 и 5 соответственно). На оси абсцисс также показаны проекции участков NM и ЛК вольт-вольтных характеристик на эту ось. Видно, что чем ниже частота приложенного напряжения, тем при большей величине U_{\pm} происходит смена полярности полупериода возникновения разряда, т.е. участок NM располагается ближе к точке К внутри участка ЛК. Интересно также отметить, что на участке LM вспышка может развиваться из импульса Тричела, хотя при этом амплитуда U_{cm}^- заметно меньше величины U_T так же, как инициирование разряда стримером на участке NC происходит при U_{cm}^+ меньшем U_s (на частоте 1,4 МГц это имеет место даже при $U_{cm}^+ < U_B$).

Кроме того, наблюдение за предразрядными импульсами, возникающими в +ПП, показало следующее. На частоте 0,15 МГц амплитуда этих импульсов хаотически меняется от полупериода к полупериоду, не обнаруживая какого-либо систематического ее увеличения при приближении во времени к началу ВЧ вспышки (см. рис. 8). За несколько полупериодов до возникновения разряда начинают регистрироваться и предразрядные импульсы в -ПП. На частотах 0,68 и 1,4 МГц, однако, за несколько десятков и более периода до возникновения ВЧ вспышки наблюдается четкое систематическое возрастание амплитуды предразрядных импульсов (рис. 9). Как уже отмечалось выше, наибольшее количество предразрядных импульсов регистрируется на чисто ВЧ напряжении и указанные особенности в поведении их амплитуды

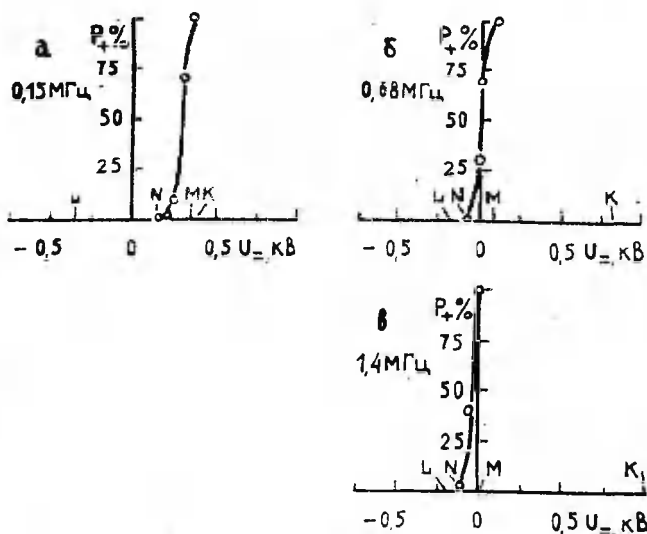


Рис. 6. Зависимость P_+ от величины и знака постоянной составляющей смешанного напряжения для острия I. Остальные пояснения см. в тексте.

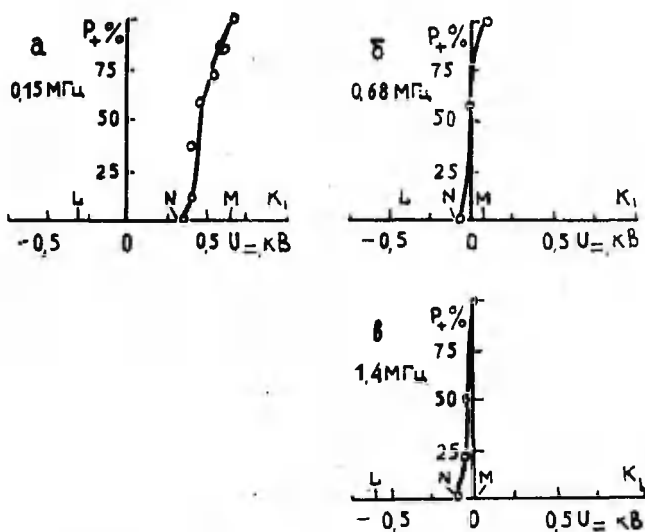


Рис. 7. Зависимость P_+ от величины и знака постоянной составляющей смешанного напряжения для острия II. Остальные пояснения см. в тексте.

на различных частотах, а также осциллограммы на рис. 8 и 9 относятся к этому случаю.



Рис. 8. Осциллограммы ВЧ потенциала острия (верхний луч) и фототока предразрядных импульсов (нижний луч) при частоте 0,15 МГц для двух скоростей разверток лучей. Вертикальными стрелками отмечен момент возникновения разряда.



Рис. 9. То же, что на рис. 8 при частоте 1,4 МГц.

Обсуждение результатов

В этой статье мы даем краткий качественный анализ полученных результатов, предполагая вернуться к их более подробному обсуждению позже.

Хорошо известно, что разрядные напряжения в разрядных промежутках с однородным или со слабооднородным полем на высокой частоте, начиная с определенной частоты, называемой первой критической, становятся ниже порога разряда низкочастотного или постоянного напряжения $/II/$. Объясняют это накоплением в разрядном промежутке положительных ионов, поле

пространственного заряда которых и способствует возникновению разряда при более низких приложенных напряжениях.

Понижение пороговых или начальных напряжений на высокой частоте имеет место и в промежутках с сильнонеоднородными электрическими полями /3, 6/. И здесь привлекают к его объяснению пространственный заряд положительных ионов /6/. Пренебрежение особенностями распределения пространственного заряда положительных ионов в лавинах, развивающихся от острия (-ПП) и к острию (+ПП), может, однако, привести к неправдоподобным результатам /13/. В этом случае и понятие критической частоты не имеет такого однозначного смысла, как в промежутках с однородным полем.

В воздухе, как в электроотрицательном газе, возможно накопление в промежутке и отрицательных ионов /15, 16/. Поскольку пространственный заряд отрицательных ионов расположен от острия на заметно большем расстоянии, чем заряд положительных ионов, то искажающим действием его поля мы пренебрежем, отводя отрицательным ионам лишь роль поставщиков электронов при попадании в область сильного электрического поля.

В условиях наших экспериментов накопление вблизи острия положительных ионов лавин, развивающихся от острия, на частоте 0,15 МГц еще невозможно, но на частоте 1,4 МГц вполне возможно. Накопление же положительных ионов лавин, развивающихся к острию, невозможно на обоих указанных предельных частотах. На основании всего вышеизложенного мы предлагаем следующее объяснение возникновения разряда на использованных нами частотах.

Частота 0,15 МГц

На этой частоте при отсутствии постоянной составляющей потенциала на острие ВЧ разряд зажигается в отрицательный полупериод импульсом Тричела, причем $U_n \approx U_b < U_T$ (табл. I, рис. 4а, 5а). Очевидно, внешнее электрическое поле, т.е. поле, созданное приложенным к разрядному промежутку напряжением, вблизи острия недостаточно для возникновения импульса Тричела. Условия для его появления формируются внутри разрядного промежутка следующим образом. Предразрядный импульс (серия лавин типа всплывающего импульса) одного из +ПП приложенного напряжения оставляет вблизи кончика острия некоторый положительный пространственный заряд. Этот заряд удаляется от острия в течение четверти периода и возвращается к нему в

течение следующей четверти периода ВЧ напряжения. Во время -III поле пространственного заряда усиливает внешнее поле у поверхности острия. Наибольшим это усиление будет вблизи амплитудного значения внешнего поля. Если результирующее поле достаточно для развития импульса Тричела, то он может возникать и зажигать ВЧ разряд в -III, несмотря на то, что $U_{\omega} < U_T$. Для возникновения разряда в +III необходимо, чтобы $U_{\omega} = U_s$.

Если на острие одновременно с ВЧ потенциалом, равным U_{ω} , подан небольшой положительный потенциал U_{ω}^+ , то положительный пространственный заряд предразрядного импульса положительно-го полупериода несколько увеличивается, что должно способствовать зажиганию ВЧ разряда. С другой стороны, запаздывает его возвращение к поверхности острия относительно максимума следующего -III, причем меньше будет и амплитуда U_{ω}^- этого полупериода смешанного напряжения. Эти последние обстоятельства затрудняют зажигание ВЧ разряда. Поскольку ВЧ разряд в этих условиях все же зажигается импульсом Тричела при практически неизменном U_{ω} , то это означает, что вышеуказанные противодействующие факторы достаточно хорошо взаимно скомпенсированы. Когда $U_{\omega}^+ = U_s$ возможно зажигание ВЧ разряда стримером, возникающим во время +III.

Пусть на острие одновременно с ВЧ потенциалом, равным U_{ω} , подан небольшой отрицательный постоянный потенциал U_{ω}^- . Из-за этого уменьшается U_{ω}^+ и пространственный заряд положительных ионов, оставленный предразрядным импульсом около острия во время +III, что одновременно с опережением возвращения этого заряда к поверхности острия относительно максимума следующего -III затрудняет зажигание ВЧ разряда во время -III, несмотря на увеличение U_{ω}^- . Для зажигания разряда необходимо увеличивать U_{ω} и, оказывается, настолько, чтобы $U_{\omega}^+ \approx U_s$ (рис. 4а, 5а). Последнее означает, что величина предразрядного импульса сохраняется. С увеличением U_{ω}^- такой механизм возникновения ВЧ разряда имеет место до тех пор, пока U_{ω}^- не станет равной U_T , при котором условия для возникновения импульса Тричела обеспечиваются уже приложенным напряжением, т.е. когда $U_{\omega}^- = U_T$.

Частота 1,4 МГц

На этой частоте при отсутствии постоянной составляющей приложенного напряжения ВЧ разряд зажигается стримером: во время одного из положительных полупериодов с вероятностью

100%, несмотря на то, что $U_n < U_c$. Ясно, что и в этом случае внешнего поля недостаточно для возникновения импульса Тричела или стримера, зажигающих ВЧ разряд. Условия для их появления должны быть сформированы в разрядном промежутке.

Можно показать, что на этой частоте амплитуда колебания центра пространственного заряда положительных ионов лавины отрицательного полупериода приложенного напряжения меньше, чем его среднее расстояние от острий. Следовательно, на этой частоте возможно заметное накопление положительных ионов в указанном месте (в случае использованных острий на расстоянии 0,1–0,2 мм от поверхности острия). Поле пространственного заряда положительных ионов усиливает внешнее поле в сторону плоскости в +ПП и в сторону острия в -ПП. Расчет показывает, что новое распределение поля таково, что одиночные лавины последующих +ПП ослабевают, а лавины -ПП усиливаются. Последнее обуславливает увеличение от периода к периоду числа отрицательных ионов лавин -ПП, приводящее к большему числу одновременно развивающихся лавин +ПП, что и проявляется во временном росте амплитуд предразрядных импульсов. Процесс продолжается до тех пор, пока одна из лавинных серий +ПП не приведет к возникновению стримера во время этого же +ПП, что и "зажигает" ВЧ разряд.

При подаче на острие, наряду с ВЧ потенциалом, небольшого постоянного потенциала U_n^+ увеличивается амплитуда U_{cm}^+ смешанного напряжения и приближается к острию центр положительного пространственного заряда начальной лавины -ПП, что должно способствовать возникновению стримера во время +ПП. С другой стороны, этот центр должен сместиться за $T/2$ на большее расстояние по сравнению с его исходным положением. Но как показывает расчет, расстояние этого центра от острия в указанное время заметно не отличается от соответствующего расстояния при $U_n^+ = 0$. Поскольку U_{cm}^+ при этом больше, то возникновение ВЧ разряда в этих условиях вполне возможно. Более того, он может возникать, очевидно, и при меньшем значении U_n . Понижение U_n на смешанном напряжении действительно наблюдается (рис. 4в, 5в). При этом имеет место некоторое увеличение U_{cm}^+ . Когда U_{cm}^+ становится равным U_c , предразрядный процесс для возникновения стримера, зажигающего ВЧ разряд, больше не нужен (точка С на рис. 4, 5).

При подаче на острие одновременно с ВЧ потенциалом $U_n = U_n^-$ небольшого отрицательного потенциала U_n^- , во-первых, удаляется от острия центр пространственного заряда положи-

тельных ионов лавины -III в момент его возникновения и, во-вторых, этот центр по прошествии $T/2$ располагается на более близком расстоянии от острия по сравнению с его исходным положением. По сравнению со случаем $U_{\pm}^* = 0$ эти расстояния оказываются, однако, мало отличающимися, и поскольку при этом и $U_{\text{см}}^+$ будет меньше, то разряд не возникает: для его зажигания нужно увеличить U_{\pm} . К тому же увеличивается вероятность возникновения импульса Тричела. Чем больше U_{\pm}^* , тем больше эта вероятность. Когда $U_{\text{см}}^* = U_T$ то уже внешнего поля достаточно для возникновения импульса Тричела, зажигающего ВЧ разряд.

Частота 0,68 МГц является промежуточной. На этой частоте могут с определенной вероятностью иметь место как процессы, превалирующие на частоте 0,15 МГц, так и процессы, характерные для частоты 1,4 МГц.

Литература

1. Куду К.Ф. О начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в атмосферном воздухе // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1973. - Вып. 320. - С. 287-320.
2. Куду К.Ф. Исследования по формированию одноэлектродных разрядов // Тез. докл. II Всесоюз. совещ. по ФЭПФ. - Тарту, 1984. - Ч. I. - С. 17-22.
3. Корге Х.Й., Куду К.Ф. Напряжение возникновения ВЧ короны на частотах от 25 кГц до 1,46 МГц в промежутке осевое-плоскость // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1973. - Вып. 320. - С. 308-316.
4. Айнте М.Х., Бесхлебный С.И., Куду К.Ф. Наблюдение за возникновением и развитием световых и токовых импульсов ВЧ короны в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1977. - Вып. 443. - С. 21-39.
5. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острия в воздухе. - Тарту, 1960.
6. Кабардин О.Ф. О начальных стадиях развития высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении // Изв. ВУЗов, физика. - 1958. - Т. 6. - С. 51-56.

7. Айтс М.Х., Веймер В.А., Куду К.Ф. Вольт-вольтовые характеристики униполярного ВЧ разряда на частоте 0,4 МГц при пониженных давлениях воздуха // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1971. - Вып. 283. - С. 61-80.
8. Айтс М.Х. Стабилизированный источник постоянного напряжения 0-40 кВ // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1973. - Вып. 320. - С. 317-322.
9. Веймер В.А. Наблюдение фаз развития униполярного ВЧ разряда // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1969. - Вып. 239. - С. 57-67.
10. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. - М.: Мир, 1968.
11. Аронов М.А., Колечицкий В.С., Ларионов В.П. и др. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. - М.: Энергия, 1969.
12. Аронов М.А., Тарасова Т.Н. Разрядные напряжения некоронирующих воздушных промежутков различной конфигурации при высокой частоте // Электричество. - 1981. - № 7. - С. 59-61.
13. Abou-Seada M.S. IEEE Industry Applications Society, 15th Annual Meeting Records. - 1980. - Vol. 4. - P. 1118-1122.
14. Кабардин О.Ф. Начальные стадии развития разряда с острия на высокой частоте // Сб. статей по матем. и физ. - Оренбург, 1961. - С. 221-231.
15. Бесхлебный С.И., Жуков А.А., Крупин В.Н. и др. Накопление положительных и отрицательных ионов в разрядном промежутке острие-плоскость в электрическом поле на частотах 0,5-1,0 МГц // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1983. - Вып. 648. - С. 3-11.
16. Жуков А.А., Крупин В.Н., Микицей Я.И. и др. Токи самостоятельного электрического разряда в промежутке острие-плоскость в воздухе в диапазоне частот 0,03-1,0 МГц. См. наст. сб., с. 55-63.
17. Бесхлебный С.И., Жуков А.А., Куду К.Ф. К механизму возникновения одноэлектродного разряда на частотах меньших первой критической // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. - Киев, 1986. - Ч. I. - С. 77-79.
18. Loeb L.B. Electrical Coronas. - Univ. of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1965.

19. Salama M.M.A., Parckh.H., Srivastava K.D. A review of physical models of corona onset and breakdown in non-uniform air gaps // Can. Commun. and Power. Conf. - Montreal, 1976, New York. N 4. - P. 407-410.

INVESTIGATION OF THE ORIGIN OF THE POINT-ELECTRODE HF DISCHARGE AT MIXED VOLTAGES

S. Beskhlebny and K. Kudu

S u m m a r y

An experimental set-up is described for measurements of the onset potentials of different discharge phenomena in point-to-plane discharge gap in laboratory air at frequencies from 0.15 to 1.5 MHz. The point-electrode has at the same time the HF and DC potential at various proportions. The results are presented by the so called "volt-volt characteristics". The probabilities of the discharge origin during the positive half-cycle of the applied HF voltage are also presented for these conditions. Two qualitative models are proposed on the basis of the experimental data to explain the development of the predischARGE processes in the range of the first critical frequency (the frequency from which one occurs the lowering of the onset potential of the HF discharge). The first model explains the predischARGE phenomena at frequencies lower than the first critical frequency and the second one is applicable for higher frequencies.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ РАЗРЯДА ПРИ ИГРЕНАТРАЖЕНИЯХ

С.И. Бесхлебный, К.Ф. Куду

Важное значение для понимания электрического пробоя газов имеют времена задержки разряда. По их анализу можно объяснить механизмы, ведущие к пробую /1-8/.

В настоящее время в литературе принято различать статистическое время задержки t_{cm} , которое связано с появлением начального электрона, и время формирования разряда t_f , которое обусловлено механизмами, действующими в разряде /1, 2, 4/. Время задержки разряда t_z содержит оба этих промежуточных времени: $t_z = t_{cm} + t_f$.

Если в условиях эксперимента оказывается $t_f \ll t_{cm}$, то в этом случае измеряемое $t_z \approx t_{cm}$ и его распределение дает информацию об источнике начальных электронов /2, 7, 8/. Если, наоборот, добиться с помощью дополнительного источника внешней ионизации, чтобы $t_{cm} \ll t_f$, то измеряемое $t_z \approx t_f$, что дает информацию о физических процессах, ведущих к пробую, в частности о механизме образования вторичных электронов /1, 3, 5, 6/.

При изучении ВЧ разряда следует несколько уточнить введенную терминологию. Как известно, одноэлектродный ВЧ разряд инициируется коронными импульсами, аналогичными стримерам или импульсам Тричела короны постоянного напряжения. Появлению этих импульсов предшествует предразрядная стадия, во время которой возле кончика острия наблюдаются серии лавинных, т.н. предразрядных импульсов /9-12/. Очевидно, что время формирования t_f в этом случае определяется двумя периодами. Это промежуток времени от момента возникновения эффективного электрона в активной зоне до момента появления лавинных импульсов, инициирующих разряд, и последующий промежуток времени, в течение которого разряд развивается до той или иной установившейся формы, или перекрывает промежуток, ведущий к пробую. Назовем первый из них временем формирования предразрядных процессов t_n , а второй - временем развития разряда t_p , тогда $t_f = t_n + t_p$. Ниже приводятся ре-

зультаты исследования времени формирования предразрядных процессов.

Аппаратура и методика измерений

Для измерения времени формирования предразрядных процессов необходимо уметь определять момент появления эффективного электрона в активной зоне, поскольку начало развития разряда с коронных импульсов легко регистрируется /II, I2/. С этой целью нами использовалась схема, приведенная на рис. 1а.

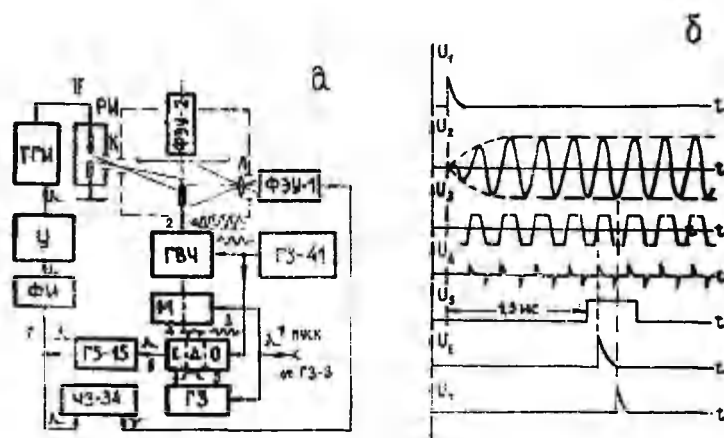


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки (а) и временные диаграммы напряжений в точках этой схемы, отмеченных цифрами 1; 2; ... (б).

Эффективные электроны создавались благодаря облучению поверхности кончика острия ультрафиолетовым излучением от дополнительного искрового разрядника РИ. Пробой разрядника осуществлялся прямоугольным видеоимпульсом напряжения амплитудой 10 кВ и длительностью ≈ 10 нс, который формировался тиратроном ТГИ2-400/16. При этом длительность вспышки излучения от искры, наблюдаемой по ФЭУ /II, I2/, достигала ≈ 200 нс, а форма импульса фототока была колоколообразной.

Момент запуска тиратрона синхронизировался с ВЧ напряжением так, чтобы пробой разрядника всегда происходил при одном и том же мгновенном значении переменного напряжения. Для этого ВЧ сигнал от запарного генератора ГЗ-41 подавался на

ограничитель 0, где из синусоидального напряжения формировались трапециальные, близкие к прямоугольным, двуполярные импульсы. Они подавались на дифференцирующую RC-цепочку с выхода которой остроконечные импульсы положительной полярности поступали на схему совпадений С. На второй ее вход подавался прямоугольный видеосигнал длительностью порядка $2T$, где T — период соответствующего ВЧ напряжения. Этот импульс, благодаря генератору задержки ГЗ, запаздывал по отношению к моменту подачи высокого напряжения на острие примерно на 1,5 мс. За этот промежуток времени напряжение на острие достигало своего установившегося значения I_{I1}, I_{I2} .

При одновременном поступлении на оба входа схемы совпадения указанных выше импульсов на ее выходе появлялся импульс, синхронизованный с ВЧ напряжением в том момент, когда переменное напряжение проходило через нулевое значение. На рис. 16 приведены соответствующие временные диаграммы. Импульс с выхода схемы С управлял моментом запуска формирователя импульсов ФИ, необходимого для запуска самого тиратрона. Генератор Г5-Г5, включенный между ФИ и С, позволял добиваться совпадения во времени, в пределах нескольких десятков наносекунд, максимума вспышки излучения с максимумом ВЧ напряжения в отрицательный полупериод (—III).

В экспериментах измерялся промежуток времени между импульсом, запускающим тиратрон и первым коронным импульсом, инициирующим разряд. Измерение проводилось счетчиком импульсов ЧЗ-34, работавшем в режиме измерения временных интервалов.

Остальные условия эксперимента подробно описаны в работе /12/. Исследования проводились с теми же остриями № 1, диаметром 1 мм, и № 2, диаметром 2 мм, оба цилиндрической формы с полусферическими кончиками, изготовленными из платины.

За пороговое напряжение ВЧ разряда принималось амплитудное значение такого напряжения, при котором 50% всех радиоимпульсов, при их длительностях 17,5 мс, 10,0 мс и 7,5 мс на частотах 0,15 МГц, 0,68 МГц и 1,4 МГц, соответственно, приводило к его возникновению. Величина перенапряжения δ определялась по формуле $\delta = (U_{\sim} - U_n) / U_n$, где U_{\sim} — амплитуда переменного напряжения на острие. Если искровой разрядник работает, то при $\delta \geq 2\%$ разряд возникает практически в 100% случаев. Было также определено, что вспышка излучения наиболее эффективна с точки зрения инициирования разряда, если максимум интенсивности излучения совпадает во времени с амплитудой ВЧ напряжения.

литудным значением отрицательного полупериода ВЧ напряжения на острие. Этого и следовало ожидать, поскольку начальные электроны создаются возле кончика острия благодаря фотоэффекту с его поверхности.

Для каждого значения напряжения на острие проводилось не менее 100 измерений t_n . Статистическая обработка результатов осуществлялась на ЭВМ "Наири-К".

Результаты эксперимента

Зависимости времени формирования предразрядных процессов от величины перенапряжения представлены на рис. 2-4 для трех фиксированных частот: 0,15; 0,68 и 1,4 МГц, соответственно. На них по оси абсцисс отложена величина перенапряжения в %, а по оси ординат, в логарифмическом масштабе, - среднее значение времени формирования t_n в мкс.

Из приведенных рисунков видно, что при малых перенапряжениях время формирования предразрядных процессов велико (более 2 мс, что соответствует нескольким тысячам и более периодов приложенного переменного напряжения). При этом разброс в измеряемых значениях t_n по отношению к его среднему значению \bar{t}_n также большой. С ростом перенапряжения более 5% время формирования асимптотически стремится к промежутку времени, равному $T/2$, для каждой частоты, т.е. разряд возникает в следующий за вспышкой излучения положительный полупериод (+ПП).

Наблюдения за осциллограммами фототока предразрядных импульсов показали, что при небольших перенапряжениях ($\delta \leq 1\%$) количество регистрируемых импульсов велико. По мере увеличения перенапряжения число наблюдаемых предразрядных импульсов быстро уменьшается и уже при $\delta \approx 3\%$ они практически не регистрируются. Но при таком перенапряжении амплитуда U_n достигает величины, равной пороговому напряжению предначальных стримеров положительной короны U_s для соответствующего острия.

Результаты измерения вероятности возникновения разряда в +ПП от величины перенапряжения приведены на рис. 5-7 для этих же частот и острий. По оси абсцисс отложена величина перенапряжения в %, по оси ординат - вероятность P_+ в %.

На частоте 0,15 МГц и $\delta \approx 0$ разряд практически всегда возникает в -ПП ($P_+ = 0$, см. рис. 5). При увеличении δ до $\approx 2\%$ появляется вероятность возникновения разряда и в +ПП.

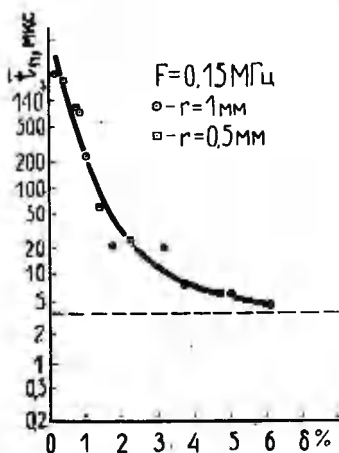


Рис. 2. Зависимость времени формирования предразрядных процессов \bar{t}_n от величины перенапряжения δ на частоте 0,15 МГц. Штриховая линия соответствует промежутку времени, равному половине периода ВЧ напряжения:

- \square - для острия радиусом 0,5 мм,
- \circ - для острия радиусом 1 мм.

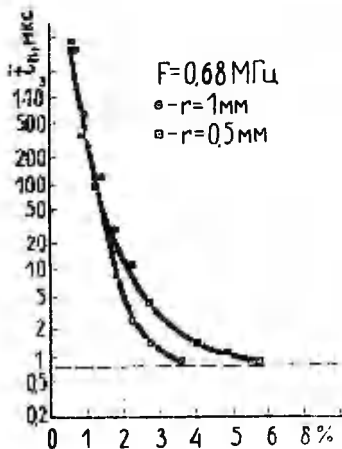


Рис. 3. То же на частоте 0,68 МГц.

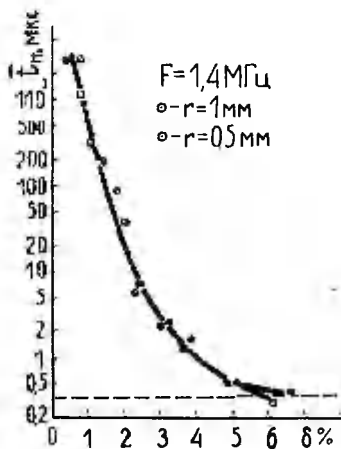


Рис. 4. То же на частоте 1,4 МГц.

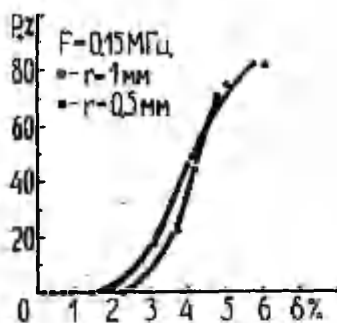


Рис. 5. Зависимость вероятности возникновения разряда в максимум положительного полупериода переменного напряжения P_+ от величины перенапряжения δ на частоте 0,15 МГц: \square — для острия радиусом 0,5 мм, \circ — для острия радиусом 1 мм.

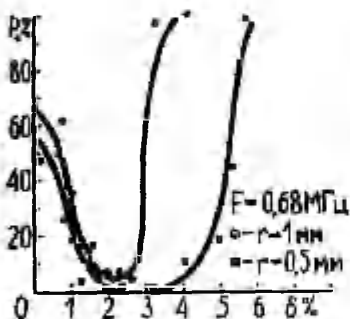


Рис. 6. То же на частоте 0,68 МГц.

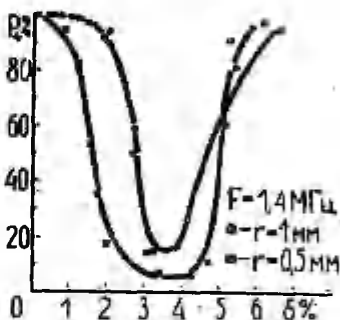


Рис. 7. То же на частоте 1,4 МГц.

С дальнейшим ростом перенапряжения она быстро увеличивается и при $\delta \approx 5+6\%$ достигает значения $70+80\%$. Сравнение с рис. 2 показывает, что при таких перенапряжениях $E_{\text{н}} \approx T/2$, т.е. разряд практически возникает в следующий за вспышкой излучения +III. Для острия 2, с большим радиусом кривизны поверхности, вероятность P_+ отличается от нуля при меньших перенапряжениях ($\approx 1,5\%$).

На частотах 0,68 и 1,4 МГц при отсутствии перенапряжения ($\delta \approx 0$) разряд инициируется преимущественно стримером в по-

ложительный полупериод ($P_+ = 60\%$ и 100% , соответственно, см. рис. 6 и 7). С увеличением перенапряжения вначале P_+ уменьшается и при $\delta \approx 2-3\%$, в случае более низкой частоты, и $\delta \approx 3-4\%$, для более высокой, достигает минимального значения ($0-2\%$ и $5-15\%$, соответственно). Разряд инициируется уже преимущественно импульсами Тричела в максимум отрицательного полупериода ВЧ напряжения. Сравнение с рис. 3 и 4, соответственно, показывает, что время формирования предразрядных процессов в случае минимума кривых P_+ порядка $2T$ для каждой частоты. Оценка величины напряжения, соответствующего минимальному значению P_+ , показывает, что оно еще меньше порогового значения стримеров U_s .

Можно отметить также, что величина P_+ при минимуме на кривых рис. 6 и 7 меньше для более низкой частоты. На фиксированной частоте спад в значении P_+ больше для более тонкого острия, а интервал значений перенапряжений, при котором P_+ не превышает определенного, допустим, 20% -го уровня, шире.

Дальнейшее увеличение δ приводит к быстрому возрастанию P_+ , причем как и на частоте $0,15$ МГц, это нарастание для острия 2 обнаруживается при меньших значениях перенапряжения. С увеличением частоты начало нарастания смещается в сторону больших значений перенапряжений. При перенапряжениях, когда ВЧ разряд инициируется преимущественно стримером, в +ПП величина U_- уже превышает U_s , а время формирования соответствует промежутку $T/2$ для каждой частоты.

Обсуждение результатов

В работе /12/ предложены две модели возникновения одноэлектродного ВЧ разряда в диапазоне частот $0,15-1,4$ МГц. Одна из них относится к частотам, при которых еще невозможно накопление около острия положительных ионов ($0,15$ МГц). Она предполагает, что положительный пространственный заряд, оставаемый у кончика острия очередным предразрядным импульсом, возникающим в момент около амплитудного значения положительного полупериода приложенного напряжения, усиливает результирующее поле у кончика острия во время последующего отрицательного полупериода и тем самым создает условия для развития импульса Тричела, хотя при этом U_- меньше порогового напряжения U_T этих импульсов /13/. Вторая модель относится к более высоким частотам, когда накопление около острия положительных ионов возможно ($1,4$ МГц). Накапливающийся

около острия положительный пространственный заряд усиливает электрическое поле в определенных местах вблизи острия. Из-за этого одиночные лавины $+III$ ослабевают, а лавины $-III$ усиливаются. За счет последнего увеличивается от III к III число отрицательных ионов, что приведет к увеличению числа параллельно развивающихся лавин во время последующих $+III$, пока одна из этих лавинных серий не преобразуется в стример.

Описанные модели позволяют качественно объяснить и результаты настоящей работы. Действительно, на частоте 0,15 МГц при малых перенапряжениях, когда $U_{\sim} \approx U_n$, наличие предразрядных импульсов обеспечивает возможность возникновения ВЧ разряда по первой модели импульсом Тричела в $-III$. Вероятность возникновения ВЧ разряда в $+III$ становится заметной лишь при $U_{\sim} \approx U_g$ ($\delta \approx 3\%$, см. рис. 5). Преимущественное возникновение ВЧ разряда в $+III$ при больших перенапряжениях ($\delta > 5\%$) обусловлено тем, что в этом случае $U_{\sim} > U_g$. При таких потенциалах на острие стример с большой вероятностью развивается в последующий за вспышкой света $+III$ и время формирования t_n становится равным $T/2$ (рис. 2).

Если частоту приложенного напряжения значительно повысить (1,4 МГц), но оставить величину напряжения равной пороговому значению на частоте 0,15 МГц, то описанный выше механизм возникновения разряда остается в силе. Действительно, при перенапряжениях 2,5–4,5% ВЧ разряд на частоте 1,4 МГц зажигается преимущественно импульсом Тричела (рис. 7). С увеличением перенапряжения все происходит так же, как на частоте 0,15 МГц. Наряду с этим на частоте 1,4 МГц возможно накопление вблизи острия положительных ионов. Этим и объясняется возможность зажигания ВЧ разряда стримером при напряжениях U_{\sim} ниже U_g . При перенапряжениях, соответствующих минимуму кривых на рис. 7, накопление положительных ионов уже возможно. С уменьшением перенапряжения процесс накопления становится преобладающим. Он приводит к образованию более длинных серий предразрядных импульсов с возрастающей амплитудой, заканчивающихся возникновением стримера, зажигающего ВЧ разряд. При пороговых напряжениях имеет место только такой механизм зажигания ВЧ разряда (рис. 7).

Аналогично можно объяснить ход кривых на рис. 6 для частоты 0,68 МГц.

Более глубокий и широкий минимум кривых на рис. 6 и 7 в случае более тонкого острия обусловлены, по-видимому, тем, что условия для возникновения импульса Тричела в случае бо-

лее тонких острий относительно более благоприятны - более концентрированным и ближе к острию расположенным становится пространственный заряд положительных ионов лавин, развивающихся с острия в сторону плоскости.

Более глубокий минимум кривых на рис. 6 для частоты 0,68 МГц по сравнению с кривыми на рис. 7 для частоты 1,4 МГц объясняется менее благоприятными условиями накопления положительных ионов вблизи острия на более низкой частоте. Это обуславливает зажигание ВЧ разряда в указанных условиях в еще большей степени импульсом Тричела, чем на частоте 1,4 МГц.

Зависимость времени формирования предразрядных процессов от величины перенапряжения качественно объяснить достаточно просто. С увеличением перенапряжения растет величина предразрядных импульсов, что независимо от рассматриваемого механизма должно неизбежно вести к сокращению времени развития предразрядных процессов. В случае первой модели растет вероятность инициирования импульса Тричела от очередного предразрядного импульса положительного полупериода. В случае второй модели, с увеличением перенапряжения, сокращается время накопления пространственного заряда, необходимого для возникновения стримера.

Литература

1. Electrical breakdown in gases // Ed. by I.A. Rees. - The Macmillan Press Ltd., 1973.
2. Tagashira H. and Sakamoto S. The statistical distribution of breakdown time-lags by the Townsend mechanism under high-energy-particle irradiation // Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D). - 1969. - Ser. 2. - Vol. 2. - P. 1193-1201.
3. Bright A.W. and Huang H.C. Formative time-lag studies with High-Frequency Discharges // Proc. IEE. - 1955. - Vol. 102, Pt. G. - P. 42.
4. Legler W. Statistical distribution of time-lags in townsend discharge // The 3rd Int. Conf. Phen. Ion. Gases - Venice, 1957. - P. 591-598.
5. Fisher L.H. Pre-sparking phenomena in gases in uniform and non-uniform fields // The 3rd Int. Conf. Phen. Ion. Gases. - Venice, 1957. - P. 322-324.

6. Kondo Y. and Miyoshi Y. The statistical distribution of spark time-lag // Jap. J. Appl. Phys. - 1977. - Vol. 16, N 6, June. - P. 1037-1041.
7. Авруцкий В.А. Запоздывание пробоя воздушных промежутков при сильном перенапряжении // Труды МЭИ. Техн. высок. напр.-1972. - Вып. II4. - С. 89-93.
8. Авруцкий В.А., Кошкин В.Н. Возникновение эффективных электронов при пробое в воздухе // Электричество. - 1974. - № I. - С. 9-13.
9. Куду К.Ф. О начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в атмосферном воздухе // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1973. - Вып. 320. - С. 287-320.
10. Куду К.Ф. Исследования по формированию одноэлектродных разрядов // Тез. докл. II Всесоюз. совещ. по ФЭПГ. - Тарту, 1984. - Ч. I. - С. 17-22.
11. Айтс М.Х., Бесхлебный С.И., Куду К.Ф. Наблюдение за возникновением и развитием световых и токовых импульсов ВЧ короны в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1977. - Вып. 443. - С. 21-39.
12. Бесхлебный С.И., Куду К.Ф. Исследование одноэлектродного ВЧ разряда на смешанном напряжении. См. наст. сб., с. 27-43.
13. Бесхлебный С.И., Жуков А.А., Куду К.Ф. К механизму возникновения одноэлектродного разряда на частотах меньших первой критической // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. - Киев, 1986. - Ч. I. - С. 77-79.
14. Loeb L.B. Electrical Coronas. - University of California Press, Berkley and Los Angeles, 1965.
15. Salama M.M.A., Parckh H., Srivastava K.D. A review of physical models of corona onset and breakdown in non-uniform air gaps // Can. Commun. and Power Conf. - Montreal, New York, 1976. - P. 407-410.

INVESTIGATION OF THE ORIGIN OF THE POINT-ELECTRODE HF DISCHARGE AT OVERVOLTAGES

S. Beskhlebny and K. Kudu

S u m m a r y

This paper deals with the measurements of the formation times of the predischARGE processes of the point-electrode. The experimental set-up is described as well as the results for point-to-plane discharge gap in ambient air at frequencies from 0,15 to 1,5 MHz. The formation time lags are given for overvoltages up to 6%. The probabilities of discharge origin at positive half-cycles of applied voltages are also presented for these overvoltages.

A qualitative explanation of the obtained experimental results is given on the basis of two models proposed earlier by the authors in another paper [2].

ТОКИ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В
ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ-ПЛОСКОСТЬ В ВОЗДУХЕ В ДИАПАЗОНЕ
ЧАСТОТ 0,03-1,0 МГц

А.А. Жуков, В.Н. Крупин, Я.И. Микицей,
Н.К. Цыкун, С.И. Бесхлебный

Методом выдувания воздуха из разрядного промежутка /I-3/
были сняты зависимости тока положительных ионов I_+ и отри-
цательных ионов I_- от величины напряжения высокой частоты
для стандартного разрядного промежутка острие-плоскость при

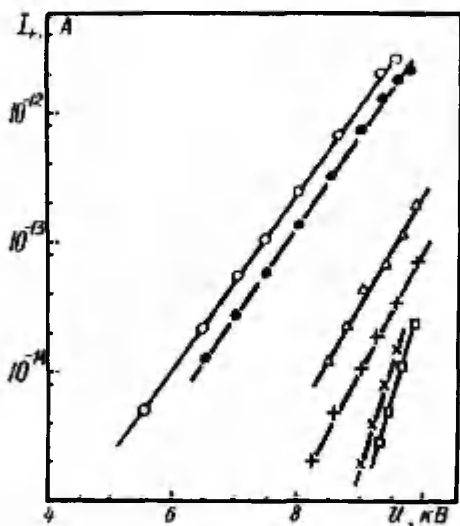


Рис. 1. Зависимость тока положительных ионов I_+ , выду-
ваемых из разрядного промежутка острие-плос-
кость, от напряжения высокой частоты U (ампли-
тудное значение). Диаметр острия - 1,6 мм;
расстояние между острием и плоскостью - 40 мм.
Частота: о - 1000 кГц; ● - 600 кГц;
△ - 200 кГц; + - 100 кГц; □ - 50 кГц;
× - 30 кГц.

расстоянии между острием и плоскостью, равном 40 мм. Острия были изготовлены из пластины. Кончик острия обрабатывался на сферу высокочастотной дугой. При этом кончик острия оплавлялся и представлял собой сферическую каплю на платиновой проволоке. Диаметры полученных острий равны 1,0 и 1,6 мм.

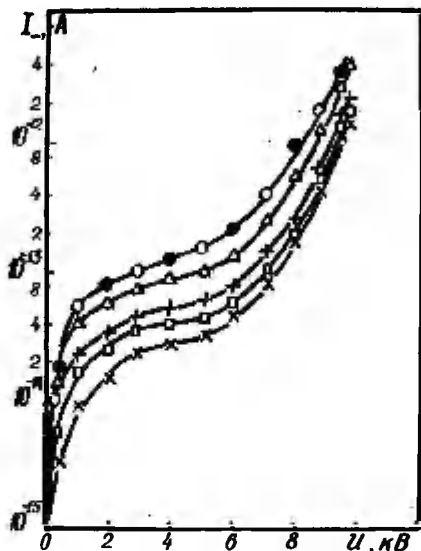


Рис. 2. Зависимость тока отрицательных ионов I_- , выдуваемых из разрядного промежутка острие-плоскость, от напряжения высокой частоты U (амплитудное значение). Диаметр острия - 1,6 мм. Расстояние между острием и плоскостью - 40 мм. Частота: \circ - 1000 кГц; \bullet - 600 кГц; Δ - 200 кГц; $+$ - 100 кГц; \square - 50 кГц; \times - 30 кГц.

Эксперименты проведены в лабораторном воздухе в диапазоне частот 0,03-1,0 МГц. Кончик острия освещался через сетку отверстий в плоскости от кварцевой лампы ультрафиолетовым светом. Диаметр плоскости был равен 120 мм.

Результаты экспериментального исследования токов ионов несамостоятельного разряда показали, что ток положительных ионов I_+ изменяется по экспоненциальному закону в зависимости от напряжения высокой частоты (рис. 1). Наблюдается

четкая зависимость данного тока от частоты напряжения, уменьшение частоты вызывает резкое уменьшение величины тока I_+ .

Ток отрицательных ионов I_- начинается практически от нуля напряжений и быстро растет, достигая величины 10^{-14} – 10^{-13} А, после чего рост тока замедляется (рис. 2). Перед пробоем ток отрицательных ионов быстро увеличивается.

В отличие от результатов, полученных на более высоких частотах [4], в данной работе токи положительных и отрицательных ионов резко уменьшаются с уменьшением частоты.

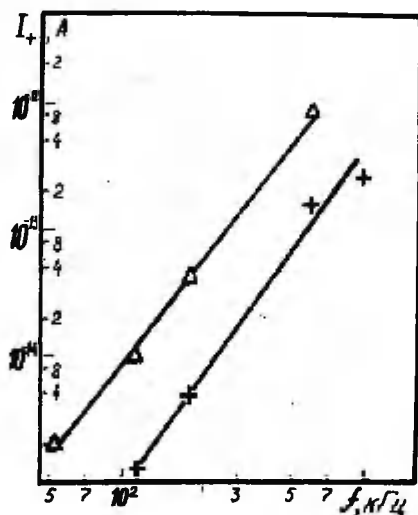


Рис. 3. Зависимость тока положительных ионов I_+ от частоты при постоянной величине напряжения на острие U . Δ – амплитуда напряжения высокой частоты равна 9 кВ, + – амплитуда напряжения равна 8 кВ.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости токов положительных и отрицательных ионов от частоты при постоянной величине напряжения на острие. Напряжения были выбраны величиной 4 кВ, 8 кВ и 9 кВ в случае отрицательных ионов, 8 кВ и 9 кВ – в случае положительных ионов. Ток положительных ионов растет прямо пропорционально с увеличением частоты. Ток отрицательных ионов увеличивается с частотой по более сложному закону.

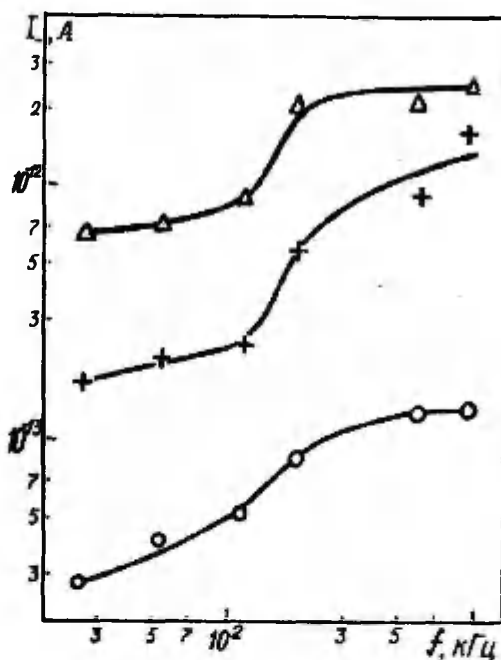


Рис. 4. Зависимость тока отрицательных ионов I_- от частоты при постоянной величине напряжения на острие U .

Δ - амплитуда напряжения высокой частоты равна 9 кВ,

+

\circ - амплитуда напряжения высокой частоты равна 4 кВ.

Качественное объяснение полученных результатов состоит в следующем: лавины электронов, стартующие с острия в амплитуду отрицательного полупериода, проходят зону ионизации определенной длины (ℓ) (рис. 5). На этом пути остаются положительные ионы, которые в следующую четверть периода притягиваются к острию. Если путь, проходимый положительными ионами за четверть периода (δ), будет много меньше ℓ , то почти весь заряд лавины останется около острия и в следующий положительный полупериод о. нее отойдет, будет захвачен потоком

воздуха и частично попадет на коллектор. Если же этот путь сравним по величине с ℓ , то заряд частично поглощается и лишь часть его остается через четверть периода, в следующий положительный полупериод отходит от острия и может захватиться потоком воздуха. Аналогичные рассуждения можно провести и для отрицательного объемного заряда. Однако отрицательный объемный заряд образуется и на большем расстоянии от острия, когда электрон уходит за пределы зоны ионизации.

Были сделаны некоторые количественные оценки. Длина зоны ионизации была подсчитана как расстояние от вершины острия вдоль центральной силовой линии до точки, где напряженность электрического поля становится равной ≈ 12 кВ/см. Как показали наши предыдущие опыты /2-4/, именно с такой напряженности электрического поля возможно экспериментальное обнаружение положительного объемного заряда в разрядных промежутках различной формы.

Подсчет проводился методом, предложенным в работе /5/ по формуле

$$E(r) = \alpha (0,465 + 0,155 e^{-0,001 \frac{d}{r_0}}) \left(\frac{U}{r_0} \right) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 e^{\beta \frac{r}{r_0}}, \quad (I)$$

где $E(r)$ - напряженность электрического поля в точке на расстоянии r от центра кривизны кончика острия, U - напряжение на острие, r_0 - радиус острия, d - расстояние между острием и плоскостью. $\alpha = 0,9$ и $\beta = 0,1$ - безразмерные коэффициенты. Из формулы (I) определялось r при $E(r) = 12$ кВ/см для напряжения U , равного 9 кВ; 4,5 кВ и 3 кВ. Длина зоны ионизации $\ell = r - r_0$. Результаты этого расчета показаны в таблице I.

Таблица I

Длина зоны ионизации (ℓ) в промежутке острие-плоскость (диаметр острия равен 1,6 мм, расстояние между острием и плоскостью - 40 мм) при различных значениях напряжения на острие (U). $E(r_0)$ - напряженность электрического поля на вершине острия

U	9000 В	4500 В	3000 В
$E(r_0)$	68,8 кВ/см	34,4 кВ/см	22,95 кВ/см
ℓ	1,2 мм	0,6 мм	0,33 мм

Подсчет расстояния, проходимого положительным ионом (δ_1) (см. рис. 5) за время от момента появления лавины (t) до $T/4$, проводился следующим образом.

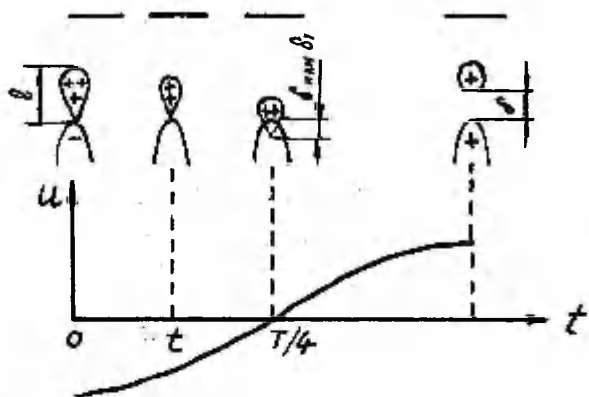


Рис. 5. Движение положительных зарядов лавины около поверхности острия в электрическом поле высокой частоты. l – размер зоны ионизации, δ – амплитуда колебания положительного иона. δ_1 – поглощаемая часть заряда лавины, возникшей в момент t .

За время dt ион в поле $E(r)$ проходит расстояние $d\delta = vdt = E(r)K_+ dt$, где K_+ – подвижность положительного иона. $E(r)$ дается формулой (I), в которой $U = U_0 \cos \omega t$, ω – циклическая частота напряжения, приложенного к острию, U_0 – амплитуда напряжения. Полученное дифференциальное уравнение допускает разделение переменных и может быть проинтегрировано.

Полученное дифференциальное уравнение имеет вид:

$$\int_0^x x^2 e^{-bx} dx = AU_0 \int_t^{T/4} \cos \omega t dt. \quad (2)$$

В уравнении (2) введена безразмерная переменная $x = r/r_0$, $A = \frac{aK_+}{r_0^2} (0,465 + 0,155 e^{-0,001 d/r_0}) = \text{const} = 137,7 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. K_+ принято равным $1,6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [6].

После интегрирования получим уравнение

$$B = e^{-bx} \left(\frac{x^2}{b} + \frac{2x}{b^2} + \frac{2}{b^3} \right) = \frac{AU_0}{\omega} (1 - \sin \omega t). \quad (3)$$

Здесь $B = e^{-bx} \left(\frac{x^2}{b} + \frac{2x}{b^2} + \frac{2}{b^3} \right) = 1999,69 = \text{const.}$

Придавая определенные значения ω , U_0 и t , можно найти из уравнения (3) x и потом δ_1 :

$$\delta_1 = r_0(x-1).$$

Если $t = 0$, то из уравнения (3) получается амплитуда колебания положительного иона δ .

Результаты такого вычисления представлены в таблице 2.

Таблица 2

Амплитуда колебания положительного иона (δ) в электрическом поле острие-плоскость на разных частотах, $U_0 = 9 \text{ кВ}$

f (кГц)	1000	30
δ (мм)	0,144	1,562
ℓ (мм)	1,2	1,2

Из таблицы 2 наглядно видно, что на более высоких использованных частотах δ значительно меньше ℓ , в то время как на самой низкой частоте 30 кГц положительный заряд лавины, возникшей в момент амплитудного значения напряжения, полностью поглотится за четверть периода (рис. 5). Однако, если рассмотреть лавины, прошедшие несколько позже амплитудного значения, то окажется, что часть положительного заряда лавин остается после момента времени $T/4$, отходит от острия на 2δ в последующий полупериод и может быть захвачена потоком воздуха. Результаты соответствующих вычислений представлены в таблице 3.

Из таблицы 3 видно, что $\delta_1 < \ell$ даже для самой низкой частоты. Это объясняет наличие тока положительных ионов и на тех частотах, когда амплитуда колебания иона больше длины зоны ионизации.

Таким образом, доказано и подтверждено экспериментально, что с увеличением частоты в промежутке острие-плоскость ста-

новятся более благоприятными условия для накопления положительного объемного заряда около кончика острия.

Таблица 3

Путь δ_1 , проходимый положительным ионом за время от t до $T/4$ в электрическом поле промежутка острие-плоскость
 $U_0 = 9000$ В, $f = 30$ кГц

U (кВ)	4,5	3
δ_1 (мм)	0,474	0,256
l (мм)	0,6	0,33

Литература

1. Fatchand R.R.T. The electrical breakdown of gaseous dielectrics at high frequencies // Proc. IEE, 1957. - Vol. 104. Part C. - N 6. - P. 489-495.
2. Жуков А.А. Формирование объемного заряда в электрическом поле высокой частоты в воздухе // ЖТФ. - 1965. - Т.35. - С. 151-153.
3. Бесхлебный С.И., Жуков А.А., Крупин В.Н., Микицей Я.И., Цыкун Н.К. Накопление положительных и отрицательных ионов в разрядном промежутке острие-плоскость в электрическом поле на частоте 0,5-1,0 МГц // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1983. - Вып. 648. - С. 3.
4. Жуков А.А., Бесхлебный А.И., Бесхлебный С.И. Формирование объемного заряда в электрическом поле высокой частоты в разрядном промежутке острие-плоскость в воздухе // Вопросы радиофизики. - Хабаровск: Изд-во Хабар. пед. ин-та, 1976. - Т. 5. - С. 32.
5. Abou-Seada M.S. // IEEE Industry Applications Society, 15-th Annual Meeting Records. - 1980. - Vol. 2. - P. 1118-1122.
6. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. - М.-Л.: Гостехиздат, 1950.

THE CURRENTS, OF NON-SELF-SUSTAINING
ELECTRICAL DISCHARGE IN THE POINT-TO-PLANE
AIR GAP AT FREQUENCIES 0.03-1.0 MHZ

A. Zhukov, V. Krupin, J. Mikizei,
N. Zykun and S. Beskhleby

S u m m a r y

The paper deals with the behaviour of positive and negative ion currents blown out from the standard point-to-plane discharge gap under HF voltage. Platinum point electrodes with hemispherically capped tips were used. The experiments were carried out at frequencies from 0.03 to 1.0 MHz. The positive ion currents increase exponentially in proportion with an increase in HF voltage. The negative ion currents have three typical regions of increase. The dependencies of positive and negative ion currents on frequency under the constant amplitude of HF voltage are presented.

КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ В ТРОПОСФЕРЕ

Я.И. Сальм, А.М. Лутс

Химический состав легких аэроионов в тропосфере до сих пор недостаточно выяснен. Одним из путей к решению этой проблемы является математическое моделирование кинетики образования ионов /1/. Первой основательной работой по кинетике образования отрицательных аэроионов в простой атмосфере (N_2 , O_2 , H_2O , CO_2 , Ar) является /2/. Найдено, что при нормальных условиях за время менее 10^{-5} с конечными ионами будут главным образом ионы типа $O_2^-(H_2O)_n$. В этой же работе подробно описаны и принципы составления математической модели кинетики.

Согласно многим работам, в реальной атмосфере должна быть существенной роль малых составляющих атмосферы /1, 2, 3/. Значительный шаг в направлении выяснения состава аэроионов в реальной тропосфере сделан в работах /4, 5/, в которых учтено наличие многих малых составляющих атмосферы. В возрасте I с конечными ионами найдены $CO_4^-(H_2O)$, $NO_3^-(H_2O)$ и др. Модель работы /5/ нельзя считать совершенной. В ней не учтены реакции образования кластеров со многими молекулами воды, существенно изменяющие кинетику ионов. Не учтены некоторые известные ионно-молекулярные реакции, приведенные еще в работе /2/, кроме того и некоторые малые составляющие атмосферы (SO_2 , HNO_3 и др.).

В настоящей работе сделана попытка разработать более совершенную модель кинетики образования отрицательных аэроионов реальной тропосферы, чем в известных работах, решить соответствующую систему до возраста порядка 100 с и выполнить вычислительные эксперименты с варьированием концентрации воды и некоторых малых составляющих воздуха.

Для численного решения уравнений химической кинетики применялся метод пошагового решения системы с помощью экспоненциальной матрицы /6/.

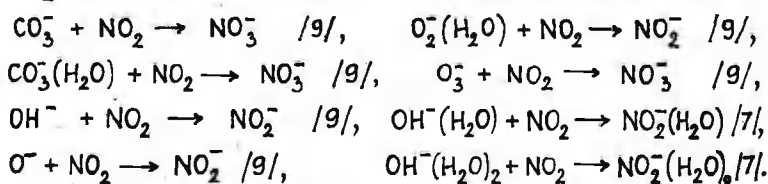
В настоящей работе использован естественный химический состав воздуха согласно работам /2, 4, 5/. Концентрации мо-

лекул малых составляющих (в см⁻³), принятые в настоящей работе естественными, следующие:

$$\begin{aligned} [H_2] &= 1,3 \cdot 10^{13}, & [O_3] &= 1,3 \cdot 10^{12}, & [SO_2] &= 3,0 \cdot 10^{11}, \\ [NO_2] &= 2,2 \cdot 10^{10}, & [NO] &= 2,2 \cdot 10^9, & [HNO_3] &= 1 \cdot 10^{10}, \\ [Cl_2] &= 3,5 \cdot 10^{10}, & [HCl] &= 2,2 \cdot 10^9, & [CCl_2F_2] &= 5 \cdot 10^9. \end{aligned}$$

Еще изучены возможные роли CH₄, NH₃, CH₂O и H₂S согласно работе /7/, CO и N₂O (реакции взяты по работе /9/). Реакции с участием этих веществ не оказывают существенного влияния на поведение модели. Реакции с участием O, N, O₂(^{4g}), согласно работе /4/, тоже не играют существенной роли.

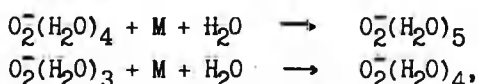
Модель настоящей работы (модель А) получена дополнением модели /2/ реакциями из работ /4, 5/, всеми реакциями образования и преобразования ионов типа NO₃⁻·X·Y из работы /8/, всеми реакциями образования и преобразования ионов SO₂⁻, SO₃⁻, SO₄⁻, HSO₃⁻, OH⁻(SO₂), HSO₃⁻(H₂O), HSO₃⁻(H₂O)₂, HSO₃⁻(H₂O)₃ и NO₂⁻(SO₂) из работы /7/, а также нижеприведенными реакциями:



Если константы скорости реакций в разных работах не совпадают, то нами работам /4, 5/ предпочитается работа /9/, а последние - работе /2/.

Предварительными расчетами было показано, что реакции образования ионов HSO₃⁻, OH⁻(SO₂), HSO₃⁻(H₂O), HSO₃⁻(H₂O)₂ и HSO₃⁻(H₂O)₃ при естественных концентрациях SO₂ не имеют существенного значения, а эти ионы можно не включать в модель.

Значения констант скорости реакций типа O₂⁻(H₂O)_к → O₂⁻(H₂O)_l существенны. Например, если для этих реакций принять константы скорости согласно работе /2/, то результаты заметно отличаются от результатов, полученных согласно модели А. Для реакций



константы скорости которых в работе /2/ всего лишь оцениваются, нами приняты заниженные значения констант $1,25 \cdot 10^{-29}$

$\text{см}^{-6}/\text{с}$ и $2,5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^{-6}/\text{с}$, исходя из требования повышенной чувствительности модели к концентрациям NO и NO_2 /3, 10/.

Кинетика образования ионов модели А при нормальных условиях показана на рис. 1.

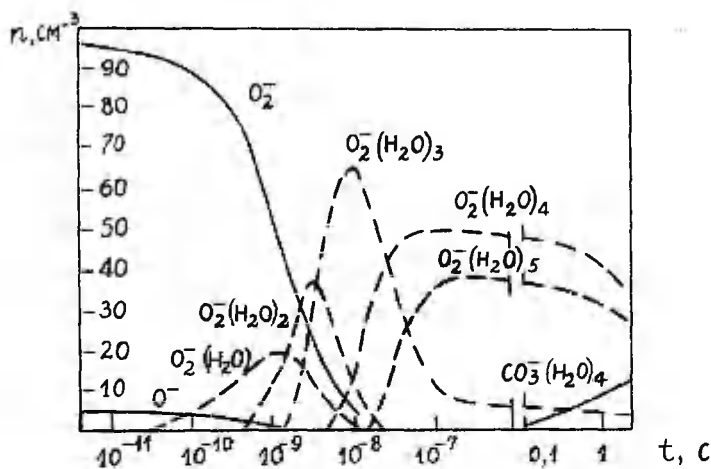


Рис. 1. Кинетика образования ионов модели А при $[\text{H}_2\text{O}] = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{O}^-] / [\text{O}_2^-] = 5\%$.

За время менее, чем 10^{-7} с первичные ионы O_2^- превращаются, главным образом, в ионы $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_n$. Ионов O_4^- и $\text{CO}_4^-(\text{H}_2\text{O})_m$ образуются в меньшей мере. Примерно за то же время первичные ионы O^- превращаются в ионы OH^- , $\text{O}^-(\text{H}_2\text{O})$ и O_3^- .

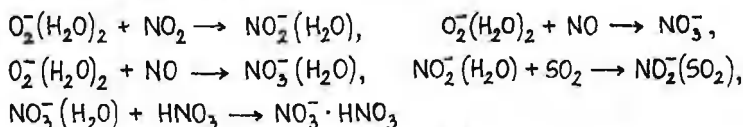
Ионы OH^- в дальнейшем превращаются в ионы $\text{HCO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_l$, концентрации которых с возраста около 5 мкс устанавливаются на определенном уровне.

O_3^- и $\text{O}^-(\text{H}_2\text{O})$ превращаются в основном в ионы цепи $\text{O}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$, а около возраста 10^{-5} с из последних будут возникать ионы $\text{CO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_v$, образование которых по этому каналу завершается в возрасте около 10^{-4} с.

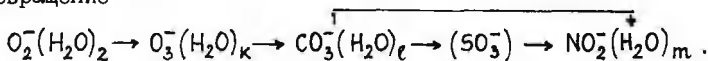
До такого возраста малые составляющие воздуха, учтенные нами, существенной роли в кинетике образования отрицательных ионов не играют, а результаты работы /2/ достаточно хорошо описывают и реальную атмосферу.

Примерно с возраста 10 мс начинают интенсивно образовываться ионы цепей $\text{NO}_2^-(\text{H}_2\text{O})_m$ и $\text{NO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_m$, а несколько

позднее - ионы $\text{NO}_2^-(\text{SO}_2)$ и $\text{NO}_3^- \cdot \text{HNO}_3 \cdot \text{X}$. Они образуются в основном по реакциям



и по реакциям между ионами типа $\text{NO}_3^- \cdot \text{HNO}_3 \cdot \text{X}$ /8/. Существенную роль играет происходящее через несколько типов ионов превращение

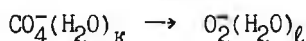


В возрасте около I с главными являются ионы $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_4$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_5$ (см. рис. I). Из этих ионов будут образовываться конечные ионы. Согласно имеющимся данным, конечными должны стать ионы $\text{NO}_3^- \cdot \text{HNO}_3 \cdot \text{X}$ и $\text{NO}_2^-(\text{SO}_2)$ образование которых завершается в возрасте свыше 10^2 с.

Ионы типа $\text{NO}_3^- \cdot \text{HNO}_3 \cdot \text{X}$ могут быть конечными ионами в атмосфере /2, 8, II/. Однако согласно известным данным по ионно-молекулярным реакциям /7, 8, 9/, в возрасте ионов I-10 с при $[\text{NO}] \notin 10^{-3}$ млн $^{-1}$ их должно образовываться меньше, чем ионов $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ и $\text{NO}_2^-(\text{SO}_2)$. Это не согласуется с данными работы /II/. Ионов $\text{NO}_2^-(\text{SO}_2)$ на масспектрометрических исследованиях не обнаружено.

Итак, дальнейшую эволюцию ионов $\text{NO}_2^-(\text{SO}_2)$ и $\text{O}_2^-(\text{H}_2\text{O})_k$ нужно еще специально изучать.

Малая концентрация ионов $\text{CO}_4^-(\text{H}_2\text{O})$ в наших работах, в отличие от работы /5/, объясняется действием реакций типа



(см., напр., /9/).

В расчетах варьировались концентрации согласно табл. I.

Таблица I

Пределы варьирования концентраций молекул (см $^{-3}$)
нейтральных веществ в настоящей работе

Вещество	Концентрация	Вещество	Концентрация
I	2	3	4
H ₂ O	(2,8 - 44) · 10 ¹⁶	HNO ₃	(3 - 300) · 10 ⁹
O ₃	(1,3 - 13) · 10 ¹²	HCl	(2,2 - 310) · 10 ⁹
SO ₂	(1 - 100) · 10 ¹¹	Cl ₂	(35 - 4 · 10 ⁷) · 10 ⁶
NO ₂	(2 - 900) · 10 ¹⁰	CCl ₂ F ₂	(5 - 300) · 10 ⁹
NO	(0,2 - 280) · 10 ¹⁰		

Результаты вычислений позволили выявить следующие свойства рассмотренной модели в возрасте ионов около 1 с.

1. При повышенной концентрации воды ионы цепи $O_2^-(H_2O)_k$ утяжеляют, т.е. превращаются в более тяжелые ионы той же цепи. Концентрации ионов $O_2^-(H_2O)$ и $O_2^-(H_2O)_2$ уменьшаются, а ионы $NO_2^-(SO_2)$ и $NO_3^-\cdot HNO_3\cdot X$ будут образовываться медленнее (см. основные реакции образования указанных ионов). Пониженная концентрация воды ускоряет образование последних ионов. Кроме того, увеличение концентрации воды в некоторой мере повышает концентрации ионов $HCO_3^-(H_2O)_3$.

Модель А имеет значительную чувствительность относительно концентрации воды.

2. Концентрация O_3 влияет главным образом на скорость преобразований $O_2^-(H_2O)_2 \rightarrow O_3^-(H_2O)_k$. При повышенной концентрации O_3 образуется значительное количество ионов $CO_3^-(H_2O)_k$ и образование ионов $NO_2^-(H_2O)_k$ и $NO_3^-(H_2O)$ ускоряется. Кроме того, область чувствительности модели к концентрациям NO и NO_2 перемещается в сторону меньших концентраций NO и NO_2 .

3. Концентрация SO_2 влияет в основном на скорости реакций $CO_3^- \rightarrow SO_3^-$ и $NO_2^-(H_2O) \rightarrow NO_2^-(SO_2)$. Повышением концентрации SO_2 увеличивается доля ионов $NO_2^-(SO_2)$. В остальном результаты повышения концентрации SO_2 зависят от концентрации NO_2 . При $[NO_2] > 10^{-2}$ млн $^{-1}$ с увеличением концентрации SO_2 скорость образования ионов $NO_2^-(SO_2)$ существенно повышается. При $[NO_2] \leq 10^{-2}$ млн $^{-1}$ с увеличением концентрации SO_2 скорость образования конечных ионов уменьшается.

4. Изменение концентрации NO_2 и NO изменяет скорость преобразования ионов $O_2^-(H_2O)_k$, $CO_3^-(H_2O)_m$ и SO_3^- в ионы $NO_2^-(H_2O)_2$, $NO_2^-(H_2O)$ и $NO_3^-(H_2O)$. При увеличении концентрации NO или NO_2 основными будут ионы $NO_2^-(SO_2)$ и ионы типа $NO_3^-\cdot HNO_3\cdot X$. Изменение концентрации NO_2 оказывает наибольшее влияние при $[NO_2] \geq 10^{-1}$ млн $^{-1}$. При изменении концентрации NO_2 в таких границах относительные доли ионов $NO_2^-(SO_2)$, $NO_2^-(H_2O)_2$ и $NO_3^-\cdot HNO_3\cdot X$ возрастают приблизительно от 10% до 40% при $[NO_2] \approx 0,4$ млн $^{-1}$.

5. Под влиянием HNO_3 ионы $NO_3^-(H_2O)$ преобразуются в ионы $NO_3^-(HNO_3)$. При $[HNO_3] \geq 10^{10}$ см $^{-3}$ скорость этого преобразования зависит главным образом от концентрации ионов $NO_3^-(H_2O)$ и уже не зависит от концентрации HNO_3 . При увеличении $[HNO_3]$ образуется также больше ионов $NO_3^-\cdot 2HNO_3$ и $NO_3^-\cdot 3HNO_3$.

6. Для качественного изучения влияния Cl_2 , HCl и CCl_2F_2

на кинетику образования ионов к модели было еще присоединено большинство реакций с участием этих веществ из /7, 9/. Учитывались реакции образования и превращения ионов Cl^- , Cl_2^- , HClO_2^- , $\text{Cl}(\text{H}_2\text{O})$ и $\text{NO}_3^-(\text{HCl})$. Согласно результатам вычислений, модель не обладает высокой чувствительностью к HCl , Cl_2 и CCl_2F_2 . Даже при $[\text{Cl}_2] = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $[\text{HCl}] = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ относительная доля новых ионов $\text{NO}_3^-(\text{HCl})$ и $\text{Cl}(\text{H}_2\text{O})$ остается меньше 1%. В дальнейшем реакции между этими ионами нами не учитывались.

Согласно работам /3, 10/, спектр подвижности отрицательных ионов зависит от концентраций NO_2 , Cl_2 , HCl и некоторых других примесей. Наша модель описывает зависимость только от $[\text{NO}_2]$. Сравнение результатов работ /1, 2, 4, 5/ и настоящей работы показывает, что вопрос о полноте системы реакций имеет решающее значение для выяснения состава легких аэроионов. Для усовершенствования модели необходимы дополнительные данные об ионно-молекулярных реакциях.

Литература

1. Mohnen V.A. Formation, nature and mobility of ions of atmospheric importance // Electric Process. Atmos. Proc. 5th Int. Conf., Garmisch-Partenkirchen, 1974. - Darmstadt, 1977. - P. 1-16.
2. Huertas M.L., Fontan J., Gonzalez J. Evolution times of tropospheric negative ions // Atm. Environment - 1978. - Vol. 12. - P. 2351-2362.
3. Таммет Х.Ф. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от микропримесей воздуха // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1975. - Вып. 348. - С. 3-15.
4. Лившиц А.И., Портнов Ф.Г., Шмидт А.Б. Моделирование химической кинетики образования отрицательных ионов в воздухе с нулевой влажностью // Изв. АН ЛатвССР, сер. хим. - 1983. - № 4. - С. 449-451.
5. Лившиц А.И., Портнов Ф.Г., Шмидт А.Б. Влияние влажности на химический состав ионов в воздухе // Изв. АН ЛатвССР, сер. хим. - 1984. - № 2. - С. 192-196.
6. Ракитский Ю.В. и др. Алгоритмы и программы интегрирования дифференциальных уравнений: Учебное пособие. - Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1984. - 88 с.

7. Вирин Л.И. и др. Ионно-молекулярные реакции в газах. - М.: Наука, 1979. - 548 с.
8. Kawamoto H., Ogawa T. A steady state model of negative ions in the lower stratosphere // Planet. Space Sci. 1984. - Vol. 32, N 10. - P. 1223-1233.
9. Albritton D.L. Ion-neutral reaction rate constants measured in flow reactors through 1977 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1978. - Vol. 22, N 1. - P. 1-101.
10. Сальм. Я.И., Матизен Р.Л. Некоторые результаты исследования влияния примесей воздуха на спектр подвижности легких отрицательных аэроионов // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1977. - Вып. 443. - С. 40-43.
11. Cabane M., Playe P. Mass spectra of negative ions in air-like gas mixtures at atmospheric pressure // J. Aerosol Sci. - 1980. - Vol. 11. - P. 475-482.

THE KINETICS OF THE EVOLUTION OF SMALL AIR IONS IN TROPOSPHERE

J. Salm, A. Luts

S u m m a r y

The paper presents a model of the evolution of tropospheric negative small air ions. The model has been made more exact in comparison with papers [2, 4, 5]. The model takes into account 22 neutral atmospheric components, 59 ion species and about 200 reactions. The kinetics of air ion formation has been numerically computed for ions with age less than 1 s (see Fig. 1). Varying the concentration the model has been found sufficiently sensitive to the changes in the concentration of NO_2 , NO , SO_2 and H_2O in the region of normal values of the concentrations.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПИРИДИНА И НЕКОТОРЫХ ЕГО ГОМОЛОГОВ НА СПЕКТР ПОДВИЖНОСТИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ

Т.М. Парте, Я.Й. Сальм

Введение

Воздух приземного слоя атмосферы является очень сложной и изменчивой системой. Кроме основных компонентов (N_2 , O_2 , Ar, CO_2 , Kr, Ne, He, Xe) он содержит примеси природного и антропогенного характера (CO , O_3 , H_2 , CH_4 , N_2O , NO, NO_2 , NH_3 , SO_2 , H_2S , H_2O и т.д., углеводороды, кислород-, азот- и серосодержащие соединения, элементарорганические соединения) /1, 2/. Концентрация примесей в природном воздухе колеблется от долей нанограмм до нескольких микрограмм (H_2O до нескольких грамм) в m^3 /2, 3/. Биосфера - крупнейший источник выделения органических соединений в атмосферу. К последним относятся и пиридиновые основания, т.е. смесь гетероциклических органических соединений (пиридин, пиколины, лутидины, коллидины). Пиридиновые основания образуются также при коксовании и газификации каменных и бурых углей, сланцев, торфа, обугливания древесины, костей /4/. Масс-спектрометрические измерения подтверждают их наличие в природном воздухе /5/.

Кроме молекулярных составляющих в воздухе всегда имеется некоторое количество молекул-радикалов O, OH, HO_2 , CH_3O_2 и др. (10^4 - 10^9 молекул в cm^3) и аэроионов (легких аэроионов порядка 10^2 - 10^3 пар в cm^3). Под влиянием космического излучения и излучения радиоактивных веществ из нейтральных молекул и атомов образуются первичные ионы (N_2^+ , O_2^+ , H_2O^+ , CO_2^+ , O_2^- , O^- , OH^- и т.д.), которые в реакциях с молекулами преобразуются в легкие аэроионы. Состав последних в приземном слое атмосферы до сих пор до конца не выяснен.

Известно, что спектр подвижности легких аэроионов чувствителен к ряду примесей в воздухе /6, 7/. Различие спектров подвижности положительных легких аэроионов городского и природного воздуха /8/ может быть связано с различием химического состава воздуха. Пиридин и его гомологи могут влиять

на состав положительных легких аэроионов /5/. В настоящей статье рассматривается влияние пиридина, 2-пиколина, 2,3-, 2,4-, 2,5-, 2,6-лутидина и γ -коллидина на спектр подвижности легких аэроионов.

Объекты и методика исследований

Объектами исследования являются обычный городской воздух в относительно чистом помещении лаборатории и примеси - пиридин, метилпиридин, диметилпиридины, триметилпиридин. Некоторые физико-химические свойства последних, NH_3 и H_2O приведены в таблице I /9/. Вода и аммиак играют существенную роль в формировании положительных аэроионов /5/.

Таблица

Физико-химические свойства пиридиновых оснований
 NH_3 и H_2O

Соединение	Формула	Молек. масса, а.е.м.	$T_{\text{кип.}}^{\circ\text{C}}$	Сродство к протону, эВ
Пиридин	$\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$	79	115,3	9,6
2-пиколлин	$\text{CH}_3\text{C}_5\text{H}_4\text{N}$	93	128	9,75
2,4-лутидин	$(\text{CH}_3)_2\text{C}_5\text{H}_3\text{N}$	107	157	9,83
2,6-лутидин	$(\text{CH}_3)_2\text{C}_5\text{H}_3\text{N}$	107	143	
-коллидин	$(\text{CH}_3)_3\text{C}_5\text{H}_2\text{N}$	121	172	10
Аммиак	NH_3	17	-33,5	9,4
Вода	H_2O	18	100	7,3

Пиридиновые основания - ядовитые жидкости с резким неприятным запахом.

В помещении лаборатории ($\approx 50 \text{ м}^3$) люди работают только в случае крайней необходимости (при регулировке аппаратуры). Во время измерений помещение безлюдно. Пол помещения изготовлен из глазурованных плит. Стены и потолок окрашены пентафтальевыми красками, которые относительно мало адсорбируют газы. Мебели в помещении минимально и она в основном металлическая. В лаборатории и в соседних помещениях не курят.

Измерения выполнялись спектрометром аэроионов типа ИТ-7509 /В, IO/, который в небольшой мере переконструирован и комплектован с ЭВМ типа Искра-226. ЭВМ производит управление спектрометром и накопление данных по программе "KAIS", составленной Х.Ф. Тамметом. Программа "KAIS" обеспечивает

измерение и запись спектра подвижности легких аэроионов обеих полярностей в 64 точках, распределенных логарифмически однородно по подвижности. Для большей точности подвижность была определена в относительных йодовых единицах $1IU/8/$. Йодовая единица подвижности $1IU \approx 1,8 \text{ см}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$ определена как подвижность пика спектра отрицательных легких аэроионов в условиях добавления к незагрязненному воздуху около 1 мг/м^3 паров йода.

Приведенные в статье концентрации примесей являются грубо оценочными. Определение концентраций не проводилось. Концентрации оценивались по предполагаемому объему с поверхности диаметром 1 см испаряемой примеси при $T = 295 \text{ К}$ $p = 1000 \text{ мБ}$. При этом учитывались время испарения и расстояние сосуда с примесью от спектрометра (30 см или бесконечное, т.е. сосуд удален из помещения).

Экспериментальные результаты

Фоновые спектры однократных легких аэроионов в воздухе лаборатории имеют типичную форму (рис. 1). После проведения

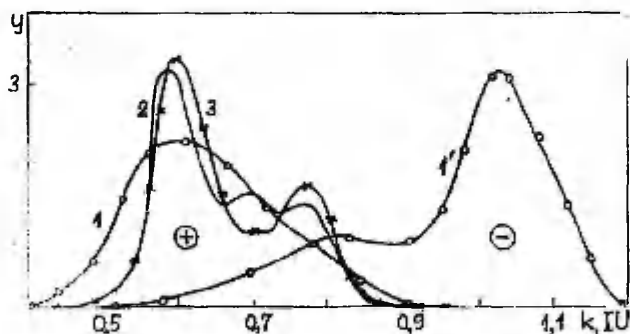


Рис. 1. Спектры подвижности легких аэроионов. 1, 1' - фоновые спектры, среднемесячные (март 1986 г.), 2, 3 - следы пиридиновых оснований в помещении (проветривание помещения - 12 часов); 2 - на следующий день; 3 - через неделю. Ордината спектра в условных единицах.

экспериментов с пиридином и его гомологами и проветривания помещения в спектрах подвижности положительных аэроионов всегда появляются три пика, из которых доминирует $0,6 IU$. Пиридин, пиколин, лутидины и коллидин изменяют спектр под-

вижности легких положительных аэроионов, но не влияют на спектр отрицательных аэроионов (рис. 2-4). Из широкого (0,4-0,9 IU) фонового спектра четко выделяются пики 0,6 IU (фон после всех пиридиновых оснований), 0,7 IU (2-пиколин, 2,6-лутидин, коллидин) и 0,8 IU (2,3-лутидин, 2,4-лутидин). С пиридином спектр продвигается еще в сторону более высоких подвижностей.

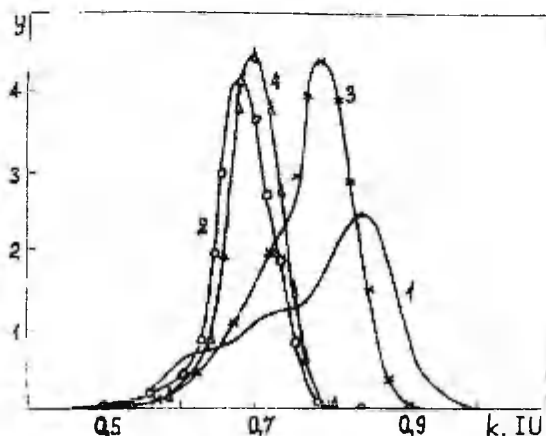


Рис. 2. Воздействие пиридина (1), 2-пиколина (2), 2,3-лутидина (3) и коллидина (4) на спектр подвижности положительных аэроионов.

На рис. 3 приведены спектры подвижности разных диметилпиридинов: 2,3-, 2,4-, 2,5- и 2,6-лутидинов. Спектры подвижности 2,3- и 2,6-лутидинов имеют дискретные пики 0,8 IU и 0,7 IU соответственно. Спектры подвижности 2,4- и 2,5-лутидина находятся в промежуточном положении, имеют два максимума, соотношение которых зависит от концентрации примеси (рис. 4).

Обсуждение результатов

В последних работах по исследованию аэроионов в тропосфере методами масс-спектрометрии и газовой хроматографии предполагается, что конечными доминирующими положительными аэроионами в природном воздухе являются $\text{NH}_4^+(\text{H}_2\text{O})_n$, но на состав положительных аэроионов влияют и органические примеси, всегда присутствующие в приземном слое атмосферы [5].

Кроме доминирующих положительных аэроионов в атмосфере

присутствуют еще $O_2^+(H_2O)_n$, $NO^+(H_2O)_n$, $H_3O^+(H_2O)_n$, $NH_4^+(NH_3)_m$, $(H_2O)_n$ и т.д. в зависимости от температуры, давления, влажности, возраста ионов и конкретного примесного состава воздуха.

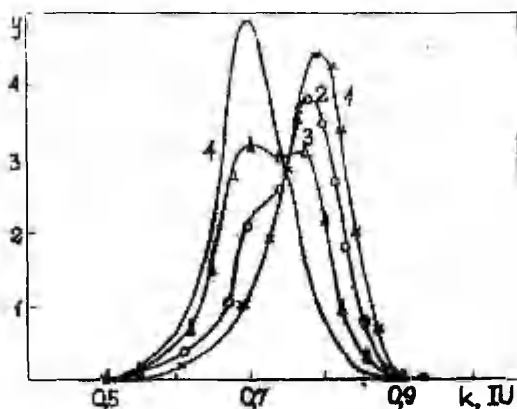


Рис. 3. Воздействие диметилпиридина на спектр положительных аурононов. 1 - 2,3-лутидин; 2 - 2,4-лутидин; 3 - 2,5-лутидин; 4 - 2,6-лутидин ($C \approx 10^{-2}$ мкг/м³).

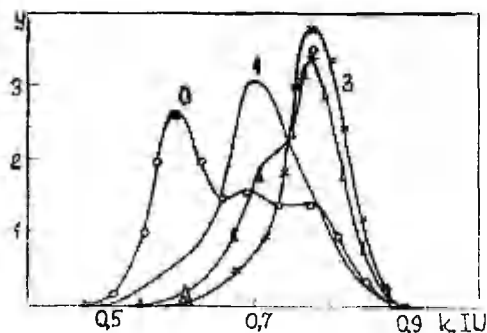


Рис. 4. Зависимость спектра положительных легких ауроионов от концентрации 2,4-лутидина ($c_3 > c_2 > c_1 \gg c_0$; $c_3 \approx 10^{-1}$ мкг/м³, $c_0 \ll 10^{-3}$ мкг/м³).

Основными параметрами, определяющими подвижность иона в газе, являются его масса и эффективные размеры. Масса иона определяется его химическим составом, а размеры – кроме состава, еще и другими физико-химическими свойствами аэроиона.

Увеличение концентрации примесей, а также появление новых примесей в воздухе ведут к изменению состава аэроионов за счет реакций столкновения их с молекулами примеси. В результате образуются новые по химическому составу аэроионы. Изменяются масса и размеры аэроионов, значит и их подвижность.

Наши измерения показывают, что в некоторых случаях примеси со значительно различающимися молекулярными массами $\text{CH}_3\text{C}_5\text{H}_4\text{N}$, $(\text{CH}_3)_2\text{C}_5\text{H}_3\text{N}$ и $(\text{CH}_3)_3\text{C}_5\text{H}_2\text{N}$ дают пик подвижности в одной и той же области – 0,7 IU (рис. 2, 3).

Пиридин, пиколины, лутидины и коллидин имеют большее сродство к протону, чем аммиак (табл. 1) и легко вступают в реакции переноса протона (табл. 2), которые протекают со скоростью $\approx 10^9 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} / 5/$.

Таблица 2

Реакции переноса протона с участием
пиридиновых оснований

Пиридиновое основание	Начальные продукты	Конечные продукты
Пиридин	$\text{C}_5\text{H}_5\text{N} + \text{NH}_4^+(\text{H}_2\text{O})_n$	$\rightarrow \text{C}_5\text{H}_5\text{NH}^+(\text{H}_2\text{O})_n + \text{NH}_3$
Пиколины	$\text{CH}_3\text{C}_5\text{H}_4\text{N} + \text{NH}_4^+(\text{H}_2\text{O})_n$	$\rightarrow \text{CH}_3\text{C}_5\text{H}_4\text{NH}^+(\text{H}_2\text{O})_n + \text{NH}_3$
Лутидины	$(\text{CH}_3)_2\text{C}_5\text{H}_3\text{N} + \text{NH}_4^+(\text{H}_2\text{O})_n$	$\rightarrow (\text{CH}_3)_2\text{C}_5\text{H}_3\text{NH}^+(\text{H}_2\text{O})_n + \text{NH}_3$
Коллидин	$(\text{CH}_3)_3\text{C}_5\text{H}_2\text{N} + \text{NH}_4^+(\text{H}_2\text{O})_n$	$\rightarrow (\text{CH}_3)_3\text{C}_5\text{H}_2\text{NH}^+(\text{H}_2\text{O})_n + \text{NH}_3$

Изменения в спектрах могут быть связаны с вышепредставленными реакциями или с другими (например, разложением комплексов, изменением степени гидратации и т.д.). Измерения спектров подвижности легких аэроионов показывают, что пиридин и его гомологи проявляют индивидуальные физико-химические свойства как в реакциях переноса протона, так и в реакциях образования-разложения кластеров.

Выводы

1. Пиридиновые основания как нуклеофильные химические реагенты сильно влияют на подвижность положительных легких аэроионов односекундного возраста, но не влияют на подвижность отрицательных аэроионов.

2. Форма спектра подвижности положительных легких аэроионов зависит от концентрации вводимой в воздух примеси; следы пиридиновых оснований дают максимум около подвижности 0,6 И.

3. Лутидины (диметилзамещенные пиридины) характерно влияют на спектр подвижности положительных легких аэроионов. Спектрометрия подвижности легких аэроионов односекундного возраста позволяет идентифицировать 2,3-, 2,4-, 2,5- и 2,6-лутидины при их малых концентрациях в воздухе.

Литература

1. Лейте В. Определение загрязнений воздуха в атмосфере и на рабочем месте. - Л.: Химия, 1960. - 340 с.
2. Исидоров В.А. Органическая химия атмосферы. - Л.: Химия, 1985. - 265 с.
3. Защита атмосферы от загрязнений. - Вильнюс, 1983. - Вып. 7. - 98 с.
4. Краткая химическая энциклопедия. - М.: Советский энцикл., 1964. - Т. 3. - С. 1657.
5. Миллер Ф.П. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от микропримесей воздуха // Учен. зап. Тарт. ун-та. - 1980. - Вып. 348. - С. 13-15.
6. Таммет Х.Ф. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от микропримесей воздуха // Учен. зап. Тарт. ун-та. - 1975. - Вып. 348. - С. 13-15.
7. Ихер Х.Р., Салм Я.И. Зависимость спектра подвижности легких аэроионов от химических примесей в воздухе // Учен. зап. Тарт. ун-та. - 1982. - Вып. 631. - С. 27-31.
8. Таммет Х.Ф., Ихер Х.Р., Миллер Ф.П. Спектр подвижностей односекундных легких аэроионов в природном воздухе // Учен. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 26-30.
9. Справочник химика. - Л.-М.: Химия, 1964. - Т. 3. - С. 195-196.

Ю. Таммет Х.Ф., Хилпус А.О. и др. Спектрометр аэроионов для обнаружения некоторых примесей воздуха // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1977. - Вып. 409. - С. 84-88.

THE EFFECT OF PYRIDINE AND ITS HOMOLOGUES ON
MOBILITY SPECTRA OF POSITIVE SMALL AIR IONS

T. Parts and J. Salm

S u m m a r y

Pyridine, picoline, lutidine and collidine are emitted into the atmosphere as a result of ordinary burning processes. These agents have extremely great impact on the mobility spectra of positive small air ions but they do not influence the mobility of negative small air ions. At the concentrations of these agents lower than 1 ppb the mobility spectra undergo considerable change (Fig. 3). 2,3- ; 2,4- ; 2,5- ; 2,6-lutidine have each a specific influence on the mobility spectra which makes it possible to use mobility spectrometry in the identification of those agents in the air.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА АЭРОИОНОВ ОТ ВЕТРА (ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В ТАХКУЗЕ В 1985 ГОДУ)

У.Э. Хыррак, Х.Ф. Таммет, Х.Р. Ихер, Я.Й. Сальм

Введение

Предварительные результаты анализа наблюдений за спектром аэроионов подвижности $0,32-3,2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ в приземном воздухе, проведенных летом 1985 г. в деревне Тахкузе, представлены в работе /1/. В этой работе данные о ветре не были использованы. Настоящая статья должна заполнить оставшийся пробел.

На основе физико-химических соображений можно утверждать, что спектр подвижности аэроионов зависит в первую очередь от состава воздуха на уровне микропримесей. Состав воздуха зависит от предыстории воздушной массы. Первым источником информации о предыстории воздушной массы является карта окружающей территории и распределение ветра над этой территорией. В зависимости спектра подвижности аэроионов от ветра сложным образом переплетены информация о зависимости спектра от состава воздуха и информация о зависимости состава воздуха от ветра. Поэтому нельзя поставить задачу однозначной содержательной интерпретации результатов статистического сопоставления спектра аэроионов с направлением и скоростью ветра. Тем не менее и статистические сводки могут представить определенный интерес в связи с необходимостью оценки потенциальной возможности использования спектра подвижности аэроионов как индикатора загрязненности воздуха.

Характеристика окружающей территории

Географическое расположение деревни Тахкузе показано на рис. 1. Наблюдательный пункт расположен в отдельном хуторе. Кругом редко населенный равнинный сельскохозяйственный ландшафт, где хутора расположены разбросанно по территории. На расстоянии около 50 метров в северо-западном направлении протекает река Пярну. В окружности радиусом 20 км сельскохозяйственные угодья перемешаны лесами и болотами. До бли-

жайшего города Пярну (население около 50000) 27 км.

Основные промышленные центры ЭССР, город Таллин и район Кохтла-Ярве, удалены на 100-200 км к северу и северо-востоку. В районе Кохтла-Ярве развита сланцевая химия и энергетика на базе сланцевого топлива.

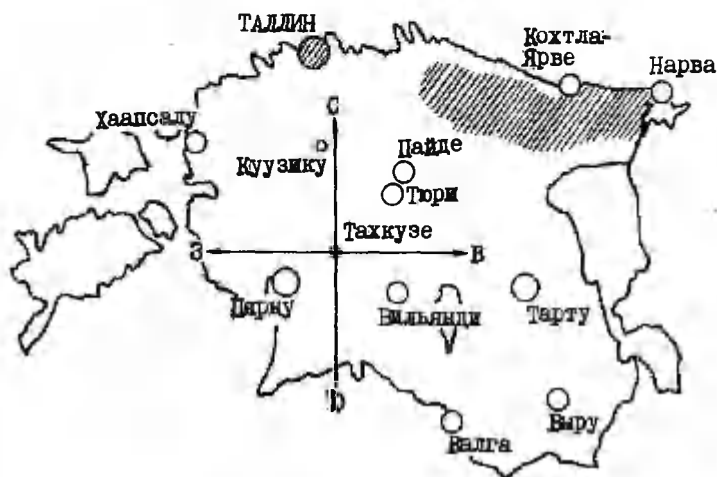


Рис. I. Расположение деревни Тахкузе на территории ЭССР. Заттрихованы основные промышленные районы республики.

Методика описания ветра

Значения направления и скорости ветра в точке наблюдений несут ограниченную информацию о возможных траекториях воздуха через окружающую территорию. Для получения более адекватной информации были использованы данные регистрации ветра в четырех окружающих наблюдательных пунктах сети гидрометеослужбы. Все четыре пункта показаны на рис. I, они удалены от Тахкузе следующим образом - Пярну 27 км на ЮЗ, Куузикку 10 км на С, Тори 43 км на СВ и Вильянди 44 км на ЮВ. По этим наблюдательным пунктам вычислялись параметры "направление ветра" способом, который описывается ниже. Регистрация данных происходила через трехчасовой интервал времени десятиминутным средним значением, начиная с 01 часа.

В первую очередь было оценено рассеивание направления ветра в четырех пунктах. Если стандартное отклонение σ -

ления превышало 35° , то дальнейшие вычисления не выполнялись, а в исходную таблицу для статистического анализа были внесены символы неопределенности. Если рассеивание оказалось меньше, то значения векторной скорости ветра для всех четырех пунктов были переведены с полярной координатной системы (направление и модуль скорости) в прямоугольную систему и вычислены взвешенные средние значения компонентов скоростей ЗВ и ЮЗ. Интерполяционными весами считали отношения модуля скорости ветра в конкретном пункте к удалению этого пункта от Тахкузе. Результаты были переведены обратно в полярную координатную систему и занесены в исходную таблицу для статистического анализа как параметры "среднего ветра".

Говоря о направлении и скорости ветра, ниже везде подразумеваются параметры "среднего ветра", определенные по описанной методике.

Распределение параметров ветра

Статистическое распределение параметров ветра изображено на рис. 2. Круг направлений распределяется везде ниже на 8 румбов, которые отмечаются буквами С, СВ, В, ЮВ, Ю, ЮЗ, З и СЗ.

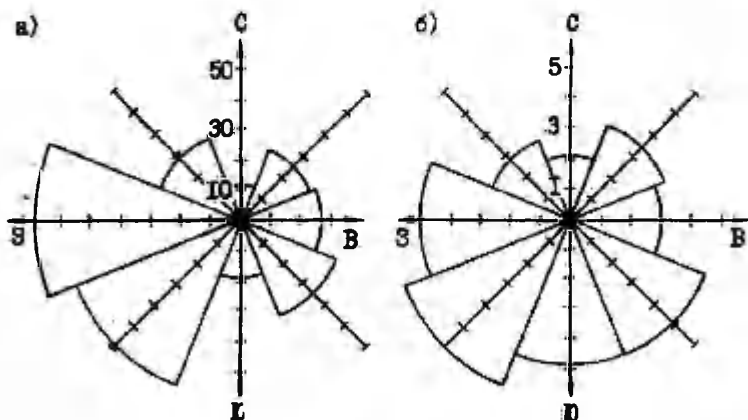


Рис. 2. Статистические характеристики ветра.
а - частотное распределение направления ветра;
б - зависимость средней скорости ветра от направления.

Неоднородность распределения по направлениям ветра и сильная взаимосвязь скорости и направления существенно затрудняют анализ зависимости спектра аэроионов от ветра. Количество данных недостаточно для анализа двумерных распределений, а при анализе одномерных распределений нельзя разделить эффект направления от эффекта скорости. Специальный анализ зависимости от скорости удастся провести только для выделенного сектора южных и западного направлений, где скорость мало зависит от направления ветра.

Условно в качестве первого фактора воздействия ветра на спектры аэроионов рассматривается направление ветра. Однако не исключена возможность, что в некоторых случаях существенная часть статистической связи детерминируется физической зависимостью спектра от скорости ветра.

Зависимость спектра кластерных аэроионов от ветра

Согласно предложению, выдвинутому в работе /1/, диапазон подвижности легких аэроионов разбивается на поддиапазон кластерных аэроионов, подвижности которых выше $0,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, и поддиапазон конденсационных аэроионов, подвижности которых ниже $0,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Средние спектры кластерных аэроионов по пяти секторам направления ветра изображены на рис. 3.

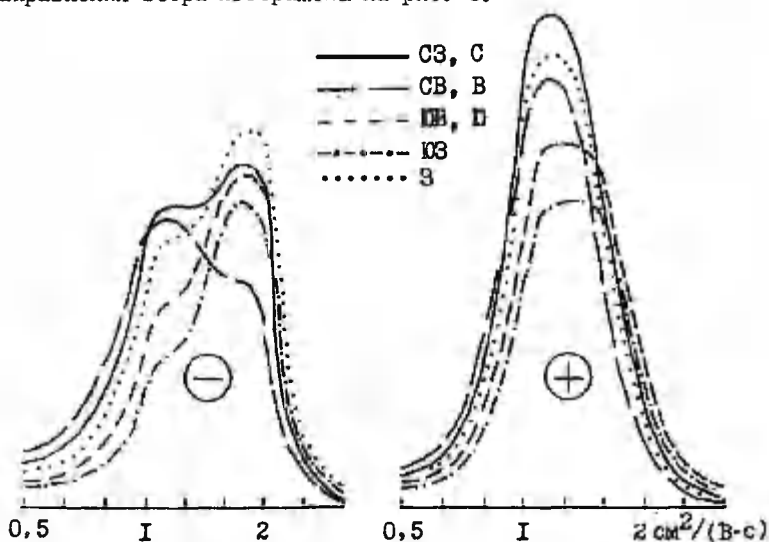


Рис. 3. Средние спектры подвижности кластерных аэроионов для разных направлений ветра.

В спектрах положительных кластерных аэроионов для разных направлений ветра структура спектра не выделяется, и вся информация может быть передана через стандартные интегральные параметры – концентрацию аэроионов, среднюю подвижность и ширину спектра. Спектр отрицательных кластерных аэроионов содержит две доминирующие компоненты с подвижностями около $1,1$ и $1,8 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, и основные вариации спектра сводятся к вариациям баланса этих двух компонентов. При этом выделяются спектры, соответствующие направлению ветра с СВ и В, при которых доминирует тяжелый компонент спектра.

Зависимость параметров спектра кластерных аэроионов от направления ветра показана на рис. 4. При рассмотрении представленных зависимостей можно отметить следующее.

Направление СВ и В выделяется низкими значениями средней подвижности как положительных, так и отрицательных кластерных аэроионов. Увеличенная ширина спектра отрицательных кластерных аэроионов в тех же направлениях объясняется появлением двухпиковой структуры спектра. Относительная ширина спектра положительных кластерных аэроионов не увеличивается. Концентрации аэроионов остаются на среднем уровне.

Направление ЮЗ (г. Пярну) выделяется пониженной концентрацией кластерных аэроионов при условии относительно высокой средней подвижности.

Наблюдаемые закономерности могут быть связаны с переносом какой-то газовой примеси, приводящей к образованию увеличенных кластеров, с направления СВ и В и аэрозольных примесей, снижающих концентрацию легких аэроионов с направления ЮЗ.

Зависимость средней подвижности кластерных аэроионов от скорости ветра вне зависимости от направления удается проследить, если выделить южный сектор, охватывающий румбы ЮВ, Ю, ЮЗ. Соответствующие данные приведены в таблице I.

Таблица I

Зависимость подвижности кластерных аэроионов от скорости ветра южных направлений. \checkmark – количество учтенных трехчасовых интервалов

Скорость ветра	0-4	4-6	6-8	8-II м/с
\checkmark	24	39	34	8
k_+	1,31	1,36	1,42	1,43 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
k_-	1,51	1,55	1,61	1,64 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

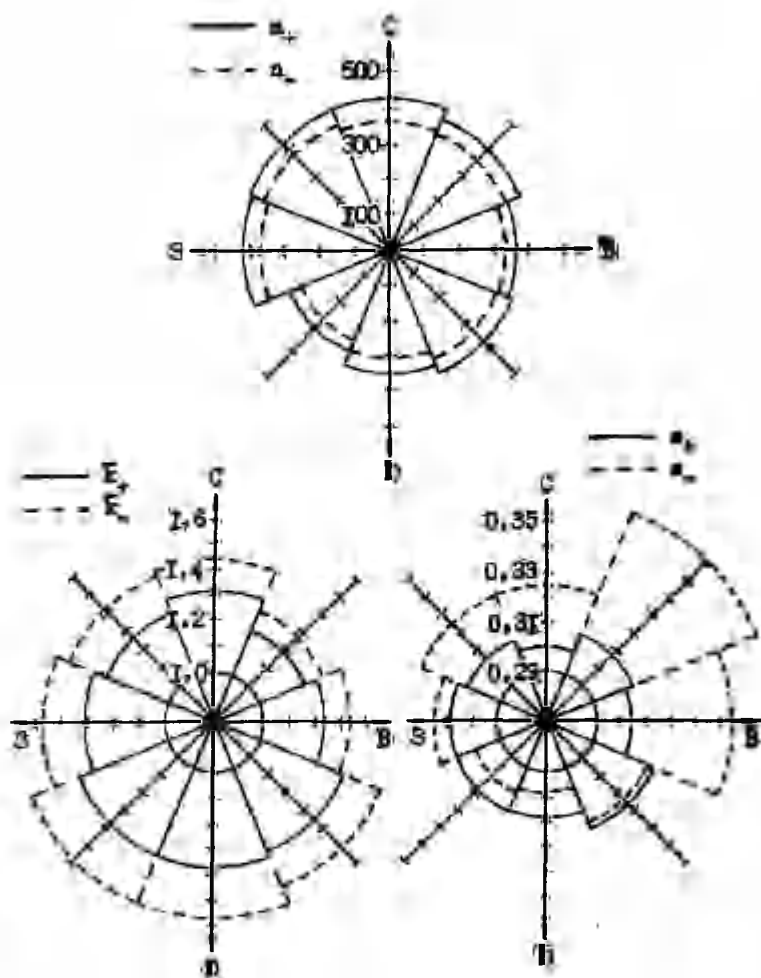


Рис. 4. Зависимость концентрации кластерных ионов (n_{\pm}) средней подвижности (k_{\pm}) и относительной ширины спектра (s_{\pm}) от направления ветра.

Описанные здесь зависимости хорошо согласуются с зависимостями, изображенными на рис. 4. Поскольку южные направления выделяются максимальной средней подвижностью, то усиление интенсивности переноса воздуха из юга и должно привести к увеличению средней подвижности.

Зависимость концентрации конденсационных аэроионов от ветра

Во время наблюдений в Тахкузе были зарегистрированы частные концентрации конденсационных аэроионов в интервале подвижности $0,32-0,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Аэроионы более низкой подвижности не регистрировались по техническим причинам. Распределение концентрации конденсационных аэроионов по направлениям ветра изображено на рис. 5.

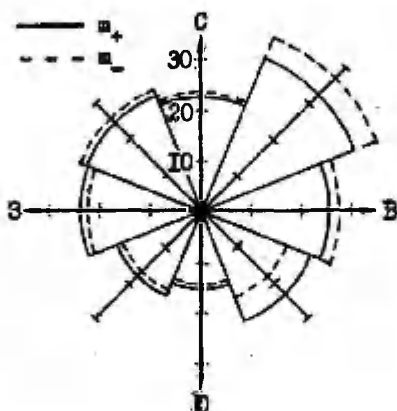


Рис. 5. Зависимость концентрации аэроионов подвижности $0,32-0,5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ от направления ветра.

В этом распределении четко выделяется направление СВ. Как указано в работе [1], возникновение конденсационных аэроионов связано с какими-то газовыми примесями воздуха, концентрация которых весьма нестабильна. По-видимому, эти примеси поступают из того же источника, что и примеси, приводящие к понижению средней подвижности кластерных аэроионов. Не исключено, что эти два явления могут быть вызваны одними и теми же примесями воздуха.

Интересно отметить, что при кратковременных наблюдениях,

проведенных с помощью той же аппаратуры в г. Тарту 04.06.86 - 10.06.86, наблюдалось среднее значение концентрации конденсационных аэроионов около 60 см^{-3} , что более чем в два раза превышает среднее значение той же величины для Тахкузе.

Литература

1. Таммет Х.Ф., Ихер Х.Р., Сальм Я.Й. Спектр атмосферных ионов в диапазоне подвижности $0,32-3,2 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}) //$ Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1987. - Вып. 755. - С. 29-46.

THE DEPENDENCE OF AIR ION SPECTRA ON WIND BY MEASUREMENTS IN TAHKUSE 1985

U. Hõrrek, H. Tammet, H. Iher and J. Salm

S u m m a r y

The preliminary results of this research have been published in [1], there the data about wind have not been made use of. This paper fills this gap. We have used data on wind obtained at four observation sites situated around Tahkuse at distances from 27 to 52 km. According to these data we have computed the parameters of "average wind". The frequency distribution of the direction of wind and the dependence of the average velocity of wind on its direction are shown in Fig. 2. Average spectra of small (cluster) air ions different wind directions are presented in Fig. 3. Fig. 4 depicts the dependencies of concentrations n_+ , average mobilities \bar{K}_+ and relative widths of spectra s of small air ions on wind direction. The observed regularities can be explained by the transference of atmospheric trace gases leading to the growth of clusters from NE (00) and the transference of aerosol admixtures lowering the small air ion concentration from SW (103). The intermediate (condensation) air ions usually arrive from NE (CB). (Fig. 5). The speed of wind from SE, S, SW (CB, Ю, CB) influences the average mobility of small air ions (Table 1).

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ПОДВИЖНОСТИ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ ВОЗДУХА

Я.И. Сальм, Х.Ф. Таммет, Х.Р. Ихер, У.Э. Хыррак

Рассмотрим сначала вопрос о зависимости подвижности от температуры и давления с теоретической стороны. В формуле подвижности ионов в первом приближении теории Чепмена-Энскога, которая в наших условиях является достаточно точной, явно выражена обратная пропорциональность подвижности от плотности газа $/I/$. Такую зависимость легко доказать, если газ достаточно разрежен, так что процессы переноса определяются лишь парными столкновениями частиц, и напряженность электрического поля достаточно слабая. Поэтому общепринято приведение подвижности к нормальным условиям по формуле

$$k = k' \left(\frac{p}{101325} \right) \left(\frac{273,15}{T} \right), \quad (I)$$

где k' - натуральная подвижность,
 p - давление в Па,
 T - абсолютная температура в К.

Кроме того, подвижность зависит от температуры и при постоянной плотности газа. Эта зависимость определяется характером взаимодействия иона с нейтральной частицей. К сожалению, этот характер для наших условий недостаточно известен. По косвенным соображениям можно оценить, что зависимость от температуры приведенной подвижности ионов неизменной структуры не сильнее, чем в степени $\pm 1/2$. Анализ экспериментальных данных показывает, что упомянутая зависимость существенно слабее. Исходя из данных в интервале температуры от 300 до 350 К, получим относительное изменение приведенной подвижности не более $\pm 2\%$ на 10% изменения абсолютной температуры $/I, 2/$.

Нами проведена систематическая регистрация спектра подвижности легких и легкой фракции средних аэроионов в природном воздухе $/3/$. Температура, давление и относительная влажность воздуха регистрировались на том же наблюдательном

пункте. Ниже будем анализировать зависимость спектра подвижности легких аэроионов от температуры и давления за годовой период наблюдения 10.06.85-02.06.86, а зависимость от влажности - за трехмесячный период 10.06.85-15.09.85.

На рис. 1 приведены усредненные спектры для разных интервалов температуры. Спектры построены нанесением фракционных концентраций на график и соединением соответствующих точек плавной кривой. Поскольку изменение спектров при температурах ниже -4°C относительно слабое, то представлен средний спектр для этих температур, а выше - по интервалам в 6°C .

Как видно по рис. 1, с ростом температуры концентрация легких аэроионов в общем растет, а средняя подвижность - уменьшается. Форма спектра отрицательных аэроионов при этом заметно изменяется. Для уточнения этих выводов на рис. 2 графически показана зависимость от температуры концентраций n_- и n_+ , средних подвижностей \bar{k}_- и \bar{k}_+ легких аэроионов, а также относительной ширины s_- и s_+ соответствующих спектров. Концентрации сначала растут с температурой, проходят максимум около $10-12^{\circ}\text{C}$ и начинают уменьшаться. Средние подвижности сначала почти постоянны, затем уменьшаются с температурой. Соответствующие оценки коэффициентов линейной корреляции $r_{\bar{k}_-,t} = -51\%$, $r_{\bar{k}_+,t} = -46\%$. Согласно рис. 2, средняя подвижность аэроионов уменьшается приблизительно на 14% при росте температуры на 10%. Это может быть объяснено только ростом кластеров аэроионов по мере роста температуры. Относительная ширина спектра отрицательных аэроионов растет приблизительно 10% при росте температуры на 10%, а в случае положительных аэроионов - почти постоянна.

Асимметричной является также статистическая связь между относительной шириной спектра и средней подвижностью. В случае отрицательных аэроионов спектр уширяется с падением средней подвижности ($r_{s_-, \bar{k}_-} = -70\%$), а в случае же положительных аэроионов - связи нет ($r_{s_+, \bar{k}_+} = -4\%$).

Косвенным подтверждением правильности приведения подвижностей к нормальным условиям по формуле (1) является то обстоятельство, что правые крылья спектров на рис. 1 достаточно хорошо совпадают. Аналогичное подтверждение было сделано и на основании результатов измерения спектров одноконданных аэроионов в природном воздухе /4/.

Сравнение настоящих результатов с предварительными результатами трехмесячного периода той же серии наблюдений /3/

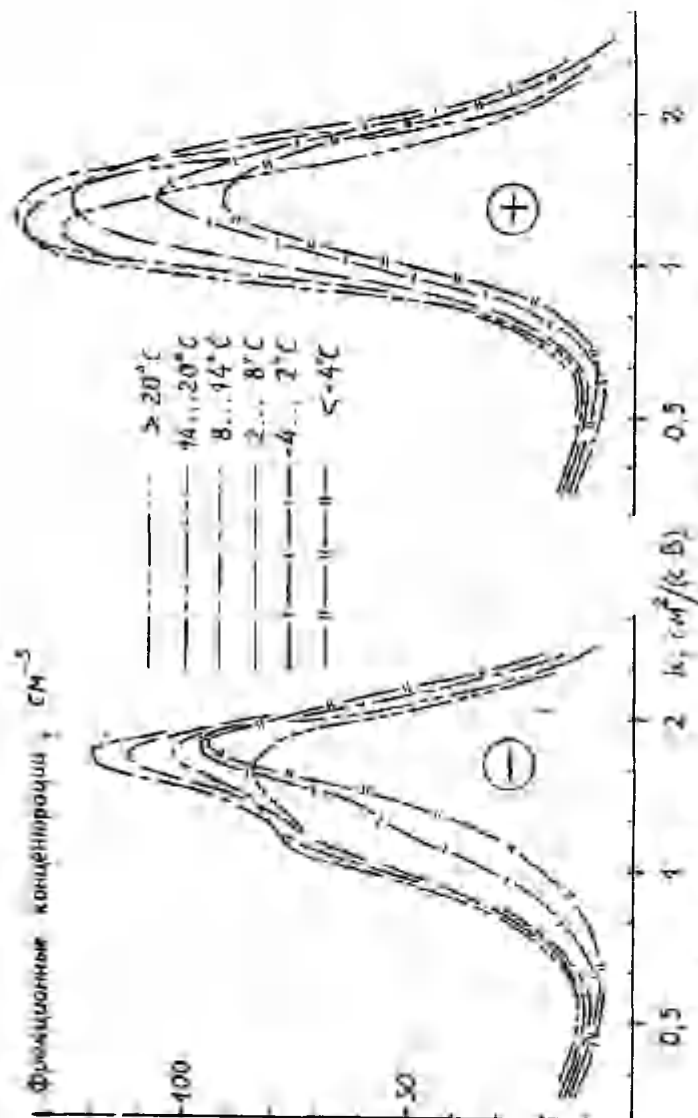


Рис. 1. Спектры подвижности аэрозолей в различных интервалах температуры. Транзиционные фракции отмечены у оги абсцисс ($10 \text{ фракций } k_{1,2,3}/k_0 = \frac{1}{2}[\frac{1}{2}]$).

показывает, что в летнее время, в интервале температур от 0°C до 30°C , приведенная средняя подвижность легких аэроионов еще круче падает с ростом температуры особенно в интервале от 0°C до 15°C (см. рис. 2.)

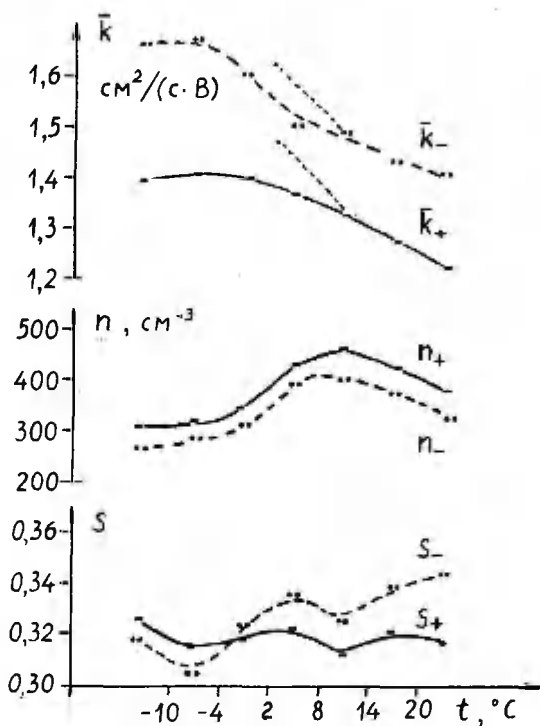


Рис. 2. Зависимость параметров спектров аэроионов от температуры. Пунктиром обозначены значения \bar{k} за летний период.

На основании вышеприведенного материала можно заключить, что происходит укрупнение кластеров аэроионов с ростом температуры. Укрупнение ускоряется при достижении положительных температур по шкале Цельсия, у отрицательных аэроионов раньше, у положительных — позже. Причины этого явления пока не выяснены. Роль влажности воздуха кажется несущественной. Коэффициенты корреляции с абсолютной влажностью для сред-

них подвижностей $r_{k,a} = -18\%$ и $r_{k,a} = -11\%$. При элиминировании влияния температуры в предположении линейных регрессий частные коэффициенты корреляции будут положительными $r_{k,a}/t = 0,15$, $r_{k,a}/t = 0,25$. Коэффициенты корреляции от относительной влажности также положительные ($r_{k,R} = 0,39$, $r_{k,R} = 0,49$), что легко можно объяснить косвенным влиянием температуры.

Вероятно, при кластеризации аэроионов существенны какие-то микропримеси в воздухе, содержание которых скоррелировано с температурой. Температура в свою очередь скоррелирована с интенсивностью солнечной радиации, а также с активностью биологических процессов и человеческой деятельностью, которые могут быть рассмотрены как гипотетические дополнительные факторы изменения состава воздуха. Температура тесно связана со временем суток, а с другой стороны, биологические процессы и человеческая деятельность также скоррелированы со временем суток. Известно, что концентрация озона и многих других малых составляющих атмосферы имеет сильный суточный ход, скоррелированный с температурой /5, 6/.

За годовой период температура варьировалась в 95% случаев в пределах от 257,5 К до 296 К, т.е. $\pm 7\%$ относительно среднего значения. Вариативность давления меньше, соответственно от 985,5 мб до 1035,5 мб т.е. $\pm 2,5\%$. Изучив зависимость спектра подвижности легких аэроионов от давления такими же процедурами, как в случае температуры, выяснилось, что эта зависимость существенно немонотонная. На рис. 3 приведена зависимость параметров спектров и усредненной температуры от давления.

Самые высокие концентрации и самые малые средние подвижности находятся в области средних значений давления, около 1017 мб. Концентрация понижается и средняя подвижность повышается почти симметрично по мере удаления от места экстремума. Такая зависимость не имеет прямого физического объяснения. Однако в рассмотренный годовой период наблюдалась сильная нелинейная статистическая зависимость между давлением и температурой, что может быть рассмотрено как особенность конкретного периода наблюдений. Средние температуры для фиксированных значений давления также показаны на рис. 3. Оказывается, что наблюдаемая статистическая зависимость подвижности от давления полностью может быть объяснена как вторичный эффект, вытекающий из физической зависимости подвиж-

ности от температуры и статистической зависимости температуры от давления воздуха.

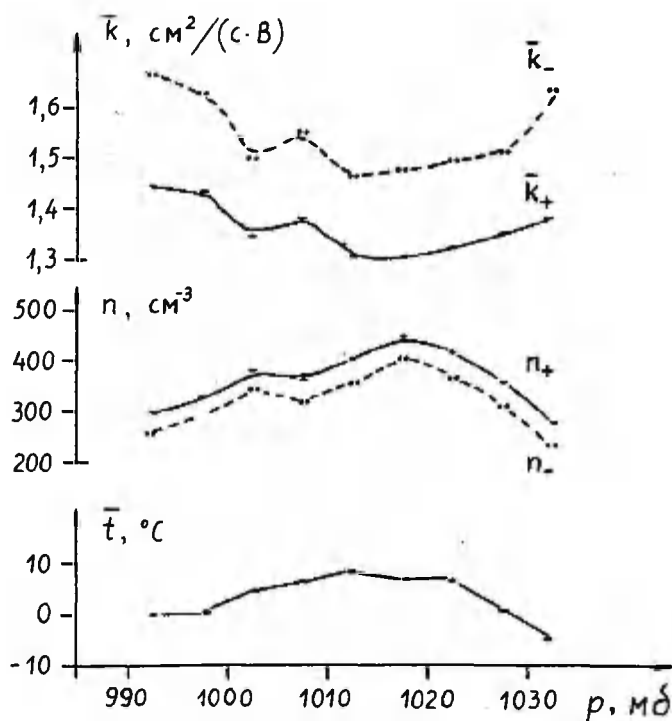


Рис. 3. Зависимость параметров спектров аэроионов и усредненной температуры от давления за период наблюдений.

В заключение можно сформулировать следующие выводы.

Результаты наблюдений не противоречат общепринятому утверждению, что натуральная подвижность легких аэроионов неизменной структуры обратно пропорциональна плотности воздуха и приведенная к нормальным условиям подвижность не зависит от давления и почти не зависит от температуры воздуха.

Спектр легких аэроионов по приведенной подвижности существенно зависит от температуры воздуха, что может быть объяснено зависимостью структуры аэроионов от температуры и от факторов, статистически зависящих от температуры.

Средняя приведенная подвижность легких аэроионов понижается при повышении температуры, что свидетельствует о росте кластеров с повышением температуры. Зависимость концентраций легких аэроионов от температуры немонотонна с максимумом при температуре 10–12°C.

Зависимость средней приведенной подвижности легких аэроионов от температуры не удается объяснить действием влажности воздуха. Можно предполагать, что повышение температуры приводит к повышению концентраций каких-то микропримесей в воздухе, а это в свою очередь является причиной образования более крупных кластеров.

Количественная зависимость спектра подвижности от температуры заметно различна для отрицательных и для положительных аэроионов.

Литература

1. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. – М.: Мир, 1976.
2. Ellis H.W. et al. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. Part II // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1978. – Vol. 22, N 3. – P. 179–217.
3. Таммет Х.Ф., Ихер Х.Р., Сальм Я.Й. Спектр атмосферных ионов в диапазоне подвижности 0,32–3,2 см²/(В·с) // Уч. зап. Тарт. ун-та. – 1987. – Вып. 755. – С. 29–46.
4. Таммет Х.Ф., Ихер Х.Р., Миллер Ф.Г. Спектр подвижностей односекундных легких аэроионов в природном воздухе // Уч. зап. Тарт. ун-та. – 1985. – Вып. 707. – С. 26–36.
5. Окабе Х. Фотохимия малых молекул. – М.: Мир, 1981.
6. Lopez A., Lecouteux G., Prieur S., Fontan J. Étude de la formation de particules à partir des hydrocarbures naturels dégagés par la végétation // J. Aerosol. Sci. – 1983. – Vol. 14, N 2. – P. 99–111.

THE DEPENDENCE OF SMALL AIR ION MOBILITY
SPECTRA IN THE GROUND LAYER OF ATMOSPHERE
ON TEMPERATURE AND PRESSURE

J. Salm, H. Tammet, H. Iher and U. Horrak

S u m m a r y

Systematic recording of mobility spectra of small air ions and the fraction of small intermediate air ions has been carried out in natural conditions [3]. The analysis of the dependence of mobility spectra of small ions on temperature and pressure has been made for a period of one year (10.06.1985 - 12.06.1986). Mobility spectra in various temperature ranges have been brought out in Fig. 1. The dependence of concentrations n , average mobilities k and relative widths of the spectra s of small air ions on temperature is presented in Fig. 2.

The mobility spectra strongly depend on temperature, this is explained by the enlargement of clusters. This phenomenon in its turn is not explained by the humidity of the air but by the influence of some atmospheric trace gases the amount of which is in correlation with temperature. The dependence of mobility spectra of small air ions on pressure is explained by the indirect influence of temperature, illustrated in Fig. 3.

МАЛОГАБАРИТНЫЙ АЭРОИОНОМЕТР ВЫСОКОЙ ПРЕДЕЛЬНОЙ ПОДВИЖНОСТИ

Х.Ф. Таммет, Ф.Г. Миллер, Р.Л. Матизен, Я.Р. Эвель

Терминологическое замечание

Наиболее распространенными приборами для аэроионных измерений являются измерители электропроводности воздуха, интегральные счетчики легких аэроионов, универсальные интегральные счетчики аэроионов и дифференциальные спектрометры аэроионов. Измеритель электропроводности воздуха и счетчик легких аэроионов различаются друг от друга только режимом измерения - путем переключения напряжения измерительного конденсатора можно превратить измеритель электропроводности в счетчик, и наоборот. Во многих конкретных приборах это реализуется с помощью соответствующего переключателя или потенциометра. Точное полное название такого распространенного прибора должно быть "измеритель электропроводности воздуха и счетчик легких аэроионов". Предлагаем для краткости перейти к использованию универсального термина "аэроионометр".

По своей этимологии термин "аэроионометр" обладает широким значением и требует конкретного уточнения в случае конкретного прибора. Это можно сделать путем добавления слов "легких аэроионов", "тяжелых аэроионов", "проводимости", "широкого спектра аэроионов", "высокой предельной подвижности" и т.д. Краткость достигается тем, что полное название прибора используется только в случае необходимости, а при повторении названия в тексте дополнительные слова опускаются.

Рекомендуем использовать термин "аэроионометр" только для обозначения интегральных приборов, а названия дифференциальных приборов образовывать на основе словосочетания "спектрометр аэроионов".

Выбор принципиального устройства датчика аэроионов

В случае настоящей разработки основное внимание было обращено на обеспечение малых габаритов, эксплуатационной на-

дежности и технической простоты датчика. Определенное внимание уделено также подавлению искажений, возникающих при измерениях в аэрозольных средах /1/.

Традиционным датчиком аэроионметра является цилиндрический измерительный конденсатор, рассчитанный на ламинарный поток воздуха. Цилиндрическая симметрия и ламинарность должны обеспечить возможность простого и точного расчета параметров датчика и крутой переход от режима омического тока в режим насыщения.

Простота расчета облегчает проектирование прибора, но не влияет на его эксплуатационные характеристики. Ламинарность потока с низким числом Рейнольдса обеспечивается только в случае забора пробы из абсолютно покоящегося воздуха, что нереально даже при измерениях в закрытых помещениях. Турбулентность в измерительном конденсаторе определяется, в основном, завихренностью втягиваемого воздуха. Для подавления действия второй турбулентности необходимо повысить скорость протягивания воздуха и укоротить измерительный конденсатор /2/.

Умеренная асимметрия измерительного конденсатора и турбулентность потока воздуха в измерителе электропроводности воздуха, концентрации и средней подвижности легких аэроионов, вполне допустимы. Это иллюстрируется примером на рис. I, где показаны вольт-амперная характеристика идеального (пунктир) и реального (непрерывная линия) измерительных конденсаторов в случае моноподвижных аэроионов.

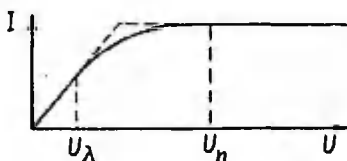


Рис. I. Идеальная и реальная вольт-амперная характеристики интегрального измерительного конденсатора.

Несовершенство измерительного конденсатора компенсируется некоторым понижением напряжения измерения проводимости и повышением напряжения измерения концентрации аэроионов.

Для подавления аэрозольных искажений в датчике легких аэроионов можно использовать:

- цилиндрический измерительный конденсатор с внутренней собирающей обкладкой, снабженной специальной защитой /3/,
- цилиндрический измерительный конденсатор с внешней собирающей обкладкой,
- измерительный конденсатор с тонкой плоской собирающей

обкладкой, имеющей малое поперечное сечение относительно встречного потока воздуха.

Два первых способа не способствуют уменьшению габаритов измерительного конденсатора. Поэтому был выбран третий способ. Недостатком малогабаритного плоского аспирационного конденсатора считается усложненность теоретического расчета его параметров и турбулентность воздушного потока. Как уже было объяснено выше, эти недостатки не имеют в случае настоящей постановки задачи решающего значения.

Конструкция датчика аероионов

Устройство экспериментального датчика изображено в двух разрезах на рис. 2.

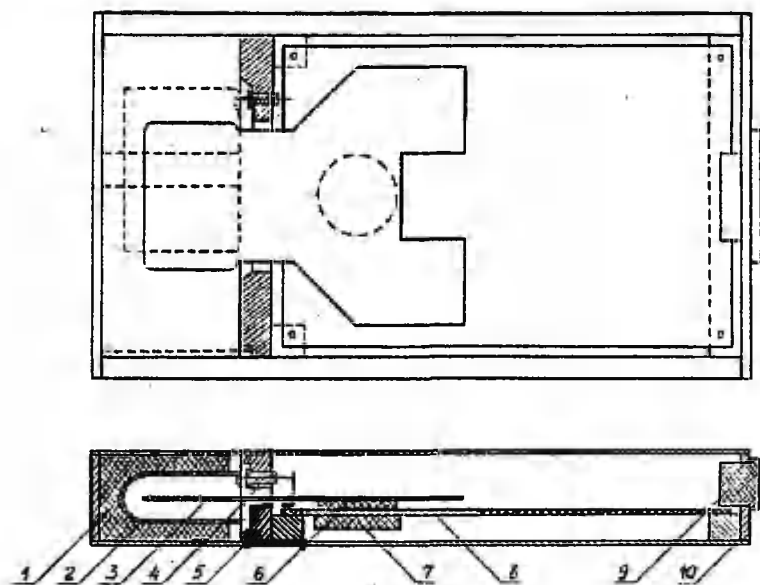


Рис. 2. Устройство датчика аероионов.

На рис. 2 не показаны элементы электрической схемы, за исключением конденсаторов измерительного тракта и нагревательного элемента.

Габариты датчика 160 x 100 x 23 мм. Корпус разделен перегородкой 5 на секцию измерительного конденсатора (слева) и секцию электрометра (справа). Отталкивающая обкладка 2

плоского измерительного конденсатора прикреплена на эбонитовом изоляторе I и получает напряжение через игольчатый контакт 4. Собирающей обкладкой служит левая часть проходящей через перегородку отполированной металлической пластины 3. Поток воздуха течет вдоль пластины, что минимизирует эффекты инерционного осаждения аэрозольных частиц. Правая часть пластины 3 находится в секции электрометра и образует обкладки компенсационного конденсатора и конденсатора обратной связи электрометра (конденсаторы C2 и C3 на рис. 3). Другие обкладки этих конденсаторов состоят из фольги на печатной монтажной плате 8 электрометра.

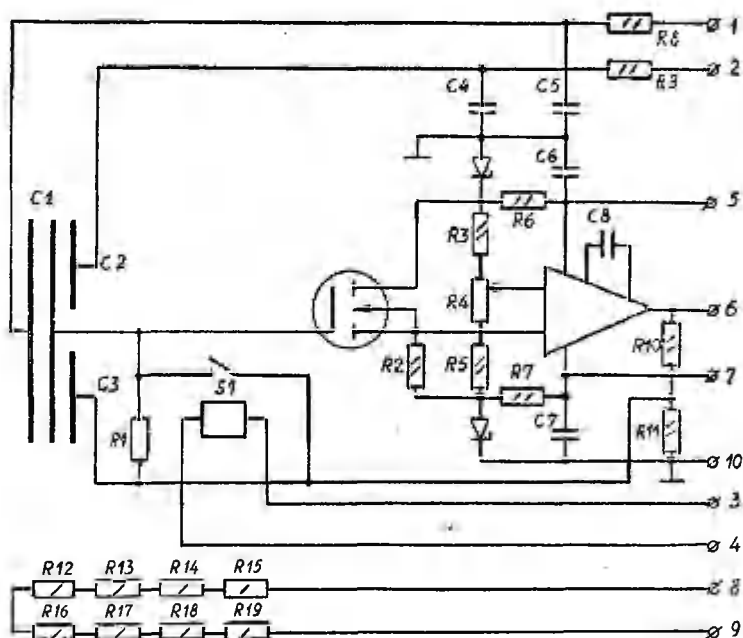


Рис. 3. Электрическая схема датчика аэроионов.

Известным приемом повышения эксплуатационной надежности аэроионных приборов является сокращение числа электрометрических изоляторов /4/. Собирающая обкладка описываемого датчика прикреплена с помощью единственного электрометрического изолятора 6. Дискообразный изолятор изготовлен из янтаря и приклеен к эквипотенциальной площадке на монтажной плате.

Для обеспечения возможности работы в условиях 100%-ной относительной влажности изолятор нагревается с помощью нагревательного элемента 7, приклеенного к другой стороне монтажной платы. Необходимая мощность подогрева была определена экспериментально. Датчик был установлен при комнатной температуре в закрытом сосуде над открытой поверхностью воды, относительная влажность в сосуде устанавливалась близкой к 100%. При мощности подогрева ниже 1 Вт наблюдались отказы по причине утечки по поверхности изолятора. При мощности подогрева 1 Вт датчик сохранял работоспособность неопределенно долго. В приборе установлена мощность подогрева 1,3 Вт.

Электрическая схема датчика показана на рис. 3.

В электрометре используется специально подобранный экземпляр транзистора КП305 и операционный усилитель К553УД2. Измерительное сопротивление $R_1 = 470 \text{ ГОм}$. Резисторы $R_{12} \dots R_{19}$ образуют нагревательный элемент, расположенный под электрометрическим изолятором.

Способ устранения дрейфа нуля

Основным источником ошибок измерения в аэроионометрах при традиционном методе измерения является нестабильность нуля электрометра. Для подавления ошибок измерения необходимо периодически или корректировать, или регистрировать нулевое показание электрометра. Чем короче период, тем лучше. Время установления показания описанного датчика составляет несколько секунд, и в принципе можно выполнять установку нуля каждую минуту. Эту задачу можно решить с помощью простой аналоговой автоматики. Принципиальная схема периодической установки нуля приведена на рис. 4.

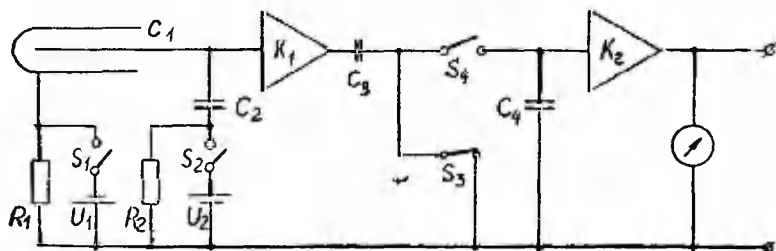


Рис. 4. Схема автоматической установки нуля.

Принцип действия следующий. В начале цикла ключи находятся в положении как на рисунке и выполняется запоминание нуля. На

измерительном конденсаторе нулевое напряжение и соответствующий сигнал выхода электрометрического усилителя К1 передается на запоминающий конденсатор С3 большой емкости. Выходной операционный усилитель К2 в это время выдает на выход напряжение от другого запоминающего конденсатора С4. После истечения подпериода снятия нулевого сигнала ключ S3 открывается, ключи S1 и S2 замыкаются, а ключ S4 остается открытым. Это переходный подпериод. В измерительном конденсаторе возникает рабочий ток, индуцированный ток переключения компенсируется через конденсатор С2. Ошибка неточной компенсации затухает в течение подпериода, который длится дольше времени установления отсчета электрометра. К концу подпериода на левой клемме конденсатора С3 появляется напряжение, состоящее из нулевого и полезного сигнала, а на правой клемме — только полезный сигнал. Лишь после этого ключ S4 на короткое время замыкается, и полезный сигнал передается на выходной усилитель. С помощью отношения емкостей С3 и С4 можно регулировать степень сглаживания флуктуаций электропроводности во времени.

Описанный способ по своей идее примыкает к методу модуляции, предложенному в работе /5/, отличаясь тем, что постоянная времени электрометра немного ниже периода модуляции, что используется для устранения ошибки от дисбаланса компенсационного моста путем усложненной коммутации внутри периода.

Аероionoметр проводимости УТ-8510

На базе описанного датчика и метода измерения построен комплектный аероionoметр УТ-8510. Прибор состоит из трех блоков — датчика, вентилятора и контроллера. Контроллер содержит два запоминающих усилителя и прогрессивное устройство, которое попеременно включает контроль нуля, измерение положительной электропроводности, контроль нуля, измерение отрицательной электропроводности и т.д. Полный цикл длится 40 секунд, и на выходе постоянно присутствуют сигналы, как положительной, так и отрицательной электропроводности воздуха.

Основные характеристики датчика прибора следующие. Переключаемые вручную поддиапазоны проводимости 1–100 фСм/м и 10–1000 фСм/м. Прогрессивная полнота не менее 3,5 см²/(В·с). Основные параметры измерительного конденсатора: С = 3,25 пФ, U = 15 В, φ > 2 л/с.

Блок	Габариты: мм	Масса: кг	Потр. мощн.: Вт
Датчик	160 x 100 x 23	0,27	2 (от контроллера)
Контроллер	165 x 75 x 200	2,0	13 (от сети)
Аспиратор	49 x 49 x 180	0,40	10 (от сети)

Простое количественное расширение контроллера на два дополнительных запоминающих усилителя позволяет ввести также параллельное измерение концентраций легких аэроионов с помощью одного и того же датчика. Модульный принцип позволяет создавать разные комплекты аппаратуры, причем датчик аэроионов является универсальным и не модифицируется.

Литература

1. Ивонитов И.М., Санадзе Г.И. Возникновение ложного тока легких ионов при измерениях в аэрозольных средах // III Всесоюз. симпози. по атмосферному электричеству: Тез. докл. - Тарту, 1986. - С. 84.
2. Салым Я.И. Экспериментальные исследования действия турбулентной диффузии в аспирационном счетчике аэроионов // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1969. - Вып. 239. - С. 68-91.
3. Устройство для измерения электропроводности воздуха: А.с. 464881 СССР, G 01 W 1/16 / Х.Ф. Таммет, Я.М. Шварц. Заявл. 09.10.73; Опубл. 18.07.75; Вкл. № II.
4. Миллер Ф.Г., Зевель Я.Р. Новая конструкция измерительного конденсатора в измерителе электропроводности воздуха // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1984. - Вып. 669. - С. 87-91.
5. Junod A., Senger R., Thams J. Chr. Enregistrement direct du spectre des petits ions atmosphériques // Z. angew. Math. Phys. - 1962. - Bd. 13, N 3. - S. 272-278.

SMALL-SIZE AIR ION METER OF HIGH LIMITING MOBILITY

H. Tammet, F. Miller, R. Matisen and J. Öövel

S u m m a r y

The term "air ion meter" is used as equivalent for both "air ion counter" and "meter of electric conductivity of the air".

To achieve small size and simplicity of the air ion sensor a parallel plate measuring capacitor is used. The small cross-section of the thin collector plate achieves low aerosol noise sensitivity.

The design of the sensor is explained in Fig. 2. The size is 160x100x23 mm. To the left of the wall 5 there is the measuring capacitor, to the right there is the electrometer. The electric schema is presented in Fig. 3, where C1 is the measuring capacitor, C2 is the compensation capacitor and C3 is the feedback capacitor of the electrometer. The capacitors C2 and C3 consist of the plate 3 and the foil of montage plate 8 (see Fig. 2).

The insulation system is fixed on the amber insulator 6, the heating of element 7 with a power of 1,3 W guarantees operation of the sensor at a humidity of 100%.

The zero drift is diminished by automatic computation of voltage on the measuring capacitor and memory capacitors of the output signal shown in Fig. 1. The device UT-8510 has two memory amplifiers and periodical commutation helps to achieve stationary presence of the output signal of air conductivity for both polarities using a single air ion sensor.

К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ НАДЕЖНОСТИ АЭРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Р.Л. Матизен

В предыдущих работах /1, 2/ дано качественное объяснение экспериментально полученных зависимостей надежности от конструктивных параметров ИК – напряженности электрического поля между обкладками, скорости потока воздуха, геометрических размеров.

Для облегчения расчета надежности ИК при его конструировании попытаемся объяснить полученные зависимости на основании простейших моделей.

Рассмотрим поведение заряженных частиц пыли в ИК с внешней собирающей обкладкой. Для упрощения расчета предположим, что частицы пыли, вызывающие отказы ИК, имеют одинаковые размеры и заряд, их концентрация постоянна и не изменяется во времени. Тогда можно описать их движение между обкладками ИК в скрещенных полях (электрическое поле напряженностью E и поле скоростей \vec{U} течения воздуха). Будем также считать, что все отказы вызываемые осевшими на обкладках частицами, регистрируются, а затем устраняются. Число заряженных частиц N влетающих в ИК в единицу времени, значительно меньше концентрации ионов, так что несмотря на большой заряд этих частиц дополнительный ток возникающий при осаждении их на обкладки можно не учитывать.

Аналогично осаждению аэроионов на обкладках ИК /3/ можно определить предельную поверхность, соприкасающуюся с задней кромкой внутренней обкладки (рис. 1).

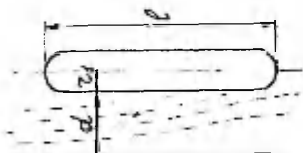


Рис. 1. Траектории частиц в ИК в скрещенных полях \vec{E} и \vec{U} .

Введем дополнительно следующие обозначения:

- q – заряд частиц,
- r_i – эффективный стоксовский радиус частиц,

η - динамическая вязкость воздуха,

l - длина внутренней обкладки,

τ - время заполнения ИК,

u_0 - максимальная скорость потока воздуха, при которой происходит захват всех частиц, проходящих входную поверхность ИК.

Предположим, что расстояние между обкладками d существенно меньше радиуса внутренней обкладки r_i , так что электрическое поле между обкладками приблизительно однородно.

Под действием поля E частица приобретает скорость

$$\frac{dy}{dt} = \frac{qE}{6\pi r_i \eta} \quad (1)$$

и, двигаясь вдоль границы предельной поверхности, пройдет в направлении к внутренней обкладке расстояние

$$y = \frac{qE\tau}{6\pi r_i \eta} \quad (2)$$

Из (2) получим эффективную ширину кольца входной поверхности, при которой еще обеспечивается захват частиц внутренней обкладкой

$$h = \frac{qEl}{6\pi r_i \eta u} \quad (3)$$

При введенных выше предположениях $q/6\pi r_i \eta = \text{const}$. Если $h \geq d$, то захватываются все частицы, проходящие через входную поверхность ИК.

При $h < d$ происходит захват частиц с внутреннего круга входной поверхности, остальные частицы пролетают через ИК не осаждаясь.

При $h \geq d$ частота отказов пропорциональна N , а поскольку концентрация частиц постоянна, то $P = \alpha u$ до значений

$$u \leq u_0 = \frac{qEl}{6\pi r_i \eta d} \quad (4)$$

где α обозначает коэффициент пропорциональности. Для значений $h < d$ и $u < u_0$ частота отказов пропорциональна числу

частиц, влетающих в ИК через поверхность шириной h в единицу времени. Учитывая (4), можно получить зависимость частоты отказов от скорости потока воздуха, напряженности электрического поля и геометрических размеров ИК в виде

$$\begin{cases} \propto u, & u \leq u_0 \\ \propto \frac{qEl}{6\pi\eta d}, & u > u_0. \end{cases} \quad (5)$$

Графически указанная зависимость при постоянном E представлена на рис. 2.

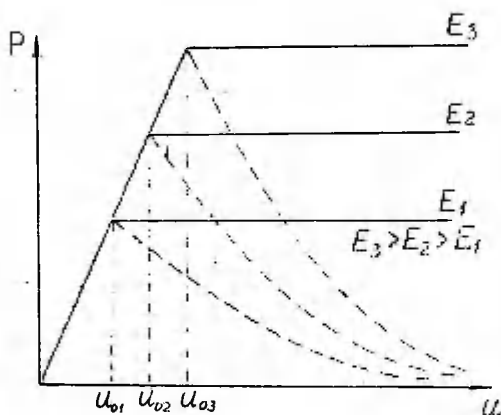


Рис. 2. Зависимость числа отказов в ИК от скорости потока воздуха и напряженности электрического поля.

В реальных условиях вследствие различия зарядов и размеров частиц, которые в некоторых случаях могут быть сравнимы с расстоянием между обкладками, реальные численные значения могут значительно отличаться от вычисленных для приведенной выше модели. Общий ход восходящей ветви хорошо совпадает с данными, полученными в экспериментальных исследованиях.

Рассмотрим случай незаряженных частиц пыли с размерами, подчиняющимися нормально-логарифмическому распределению. Основную роль в осаждении незаряженных частиц пыли на обкладках ИК играют дипольные силы и турбулентность. Частицы удерживаются на обкладках под действием компонент сил адгезии -

молекулярных сил, капиллярных сил жидкости, конденсирующейся в промежутке между частицами и обкладками, под действием двойного электрического слоя в области контакта и кулоновского взаимодействия. Основной силой, вызывающей отрыв частиц от поверхности обкладки при малых значениях электрического поля, является аэродинамическая сила отрыва потоком воздуха. Отрыв части происходит, если $F_{отр} > F_{адз}$,

$$F_{отр} = C_x \varrho_8 S u^2, \quad (6)$$

где C_x - постоянная, учитывающая условия обтекания воздушным потоком частиц,

ϱ_8 - плотность воздушного потока,

S - сечение частицы,

u - скорость потока воздуха.

Скорость, необходимая для отрыва прилипших частиц,

$$u \geq \sqrt{F_{адз} / S \varrho_8 C_x}. \quad (7)$$

Сила адгезии в зависимости от ее составляющих различным образом может зависеть от размера частиц. В большинстве исследований установлена обратная пропорциональность сил адгезии и размеров частиц. Из (7) тогда следует, что

$$u \sim 1/r^{3/2}. \quad (8)$$

По данным /4/, скорость отрыва можно представить в виде

$$u_{отр} = 0,072 / \sqrt{\beta (2r \varrho_n + (F_{адз} / 2r^2))}, \quad (9)$$

где β - аэродинамический коэффициент сопротивления воздухо-вода, (кг·с)/м;

r - диаметр прилипших частиц, мм;

ϱ_n - плотность пыли, кг/см³.

В зависимости от соотношения членов формулы (9) подкоренного выражения возможна либо прямая, либо обратно пропорциональная зависимость между размерами частиц и скоростью

их отрыва.

Нормально-логарифмическое распределение частиц по размерам аппроксимируется выражением /5/

$$\frac{\partial N}{N \partial r} = \frac{0,43}{2\sigma\sqrt{2\pi}r} \exp \left[-\frac{(\lg r - \lg \bar{r})^2}{2\sigma^2} \right], \quad (10)$$

где σ - среднее квадратичное, r - радиус части, \bar{r} - медианное значение радиуса частиц.

Используем понятие числа адгезии $\gamma_{\text{дф}}$, характеризующееся отношением оставшихся частиц после воздействия отрывающей силы к числу частиц, первоначально находившихся на данной поверхности. Число адгезии зависит от диаметра частиц, однако эта зависимость довольно слабая и для простоты пока ее учитывать не будем.

Интегрируя (10), можно найти вероятность распределения частиц по размерам $F_H(r)$. Зная число адгезии, можно рассчитать конечное распределение частиц по размерам $F_K(r)$ после воздействия отрывающей силы $F_K(r) = \gamma_{\text{дф}} F_H(r)$.

Число отказов измерительного конденсатора пропорционально числу частиц, которые удерживаются на обкладках, несмотря на воздействие отрывающей силы, а также скорости потока воздуха, приносящего частицы на обкладки,

$$P = \alpha u \gamma_{\text{дф}} F_H(r) dr, \quad (11)$$

$$P = \alpha u \gamma_{\text{дф}} \int_0^{r_i} \frac{0,43}{2\sqrt{2\pi} \sigma r} \exp \left[-\frac{(\lg r - \lg \bar{r})^2}{2\sigma^2} \right] dr. \quad (12)$$

Обозначим

$$\frac{\lg r - \lg \bar{r}}{\sigma} = \xi. \quad (13)$$

Дифференцируя (9), получим

$$\frac{1}{r} dr = \frac{\sigma}{0,43} d\xi.$$

Тогда

$$P = \alpha u \gamma_{\text{дф}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{(\lg r_i - \lg \bar{r})/\sigma} \exp(-\xi^2/2) d\xi. \quad (14)$$

Интеграл вероятности $\Phi(\xi)$ равен

$$\Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi. \quad (15)$$

Окончательно получим

$$P = \alpha u_{\text{эф}} \frac{1}{2} \Phi \left[\frac{\lg \tau_i - \lg \bar{\tau}}{\sigma} \right]. \quad (16)$$

Выражение (16) хорошо описывает уменьшение числа отказов при достижении некоторой скорости u_0 , когда начинается отрыв сначала крупных, а затем все более мелких частиц (пунктирные линии на рис. 2). Незаряженные частицы пыли, задерживающиеся на обкладках измерительного конденсатора, в электрическом поле заряжаются, и на них начинает действовать отрывающая сила электрического взаимодействия $F_{\text{эб}} = qE$. Заряд частицы будет зависеть как от напряженности поля, так и от размера частиц. С учетом этой зависимости силу $F_{\text{эб}}$ для проводящей частицы радиусом τ , находящейся в поле плоского конденсатора, можно представить [6] в виде:

$$F_{\text{эб}} = 1,37 E^2 \tau^2. \quad (17)$$

При некотором достаточно большом значении поля \vec{E} и радиуса τ , когда $F_{\text{эб}}$ превышает силы адгезии, происходит отрыв частиц, что и наблюдается в эксперименте для значений поля $E = 4+6$ кВ/см. Как показали специальные исследования, при этих значениях напряженности поля значительно увеличивается доля самоустраняющихся отказов, и число зарегистрированных отказов для применявшегося в исследованиях метода регистрации уменьшается. По этой же причине кривая зависимости частоты отказов от скорости протяжки воздуха для напряженностей электрического поля более 4 кВ/см, полученная в эксперименте, проходит ниже кривой для напряженностей поля от 2,5 до 4 кВ/см. Восходящая ветвь кривой зависимости частоты отказов от напряженности электрического поля до 4 кВ/см при постоянной скорости протяжки воздуха хорошо согласуется с формулой (5). Частота отказов в расчете на 100 часов аппроксимируется прямой $P = \alpha u$, где α находится в пределах 0,45-0,6.

Таким образом, вышеприведенный метод позволяет рассчитать частоту отказов ИК, связанных с попаданием пылинок и ворсинок на его обкладки, для наиболее часто используемых значений напряженностей поля и скоростей протяжки воздуха, а также учесть зависимость частоты отказов от геометрических размеров ИК.

Литература

1. Матизен Р.Л. Экспериментальное исследование надежности измерительного конденсатора счетчика аэроионов // Уч. зап. Тарт. ун-та - 1982. - Вып. 631. - С. 64-71.
2. Матизен Р.Л. Эксплуатационная надежность счетчика аэроионов УТ-8401 // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 35-45.
3. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1967. - Вып 195. - С. 232.
4. Зимон А.Д. Адгезия пыли и порошков. - М.: Химия, 1976. - 432 с.
5. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. - М.: Изд-во АН СССР, 1956. - 352 с.
6. Лебедев Н.Н. Скальская И.П. Сила, действующая на проводящий шарик, помещенный в поле плоского конденсатора // ЖТФ. - 1962. - Т. 32, № 3. - С. 375-378.

THE METHODS FOR COMPUTING RELIABILITY
OF AIR ELECTRICITY MEASUREMENT DEVICES

R. Matisen

S u m m a r y

The reliability of air electricity measurement devices is to a considerable extent determined by the measuring condenser.

The quantitative computation of reliability of the measuring condenser is important part of the computation of its construction.

The paper deals with the behaviour of dust crossing particles in uniform fields (electric field with the voltage \vec{E} and a field of air flow with the speed \vec{U}).

The mathematical expression of the dependency of breakdown frequency on the parameters of the measuring condenser is in good correlation with the experimental data.

УЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ КАЛИБРОВКИ АЭРОЗОЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА

А.А. Мирме

В спектрометрии тщательный учет всей информации имеет важное значение не только потому, что он позволяет получить более правильные результаты, но и в связи с тем, что задача определения спектра, заключающаяся в решении аппаратного уравнения, является обратной задачей и поставлена некорректно. Она может в строгом смысле вообще не иметь решения или же решение может быть нестабильным. Одним из видов необходимой дополнительной информации, кроме самих аппаратной матрицы и аппаратной записи, для нахождения приближенного решения являются оценки их точности $/I/$. Обычно по разным причинам прямо учитывается только часть из них.

Непосредственный учет всех погрешностей позволяет получить более обоснованные с точки зрения спектрометра результаты и в некоторой степени отказаться от специальных процедур регуляризации решения. Он также позволяет более точно выяснить, что сможет измерить данный спектрометр (с данной аппаратной матрицей) без дополнительной априорной информации.

Проблема точности измерений особенно остро стоит в случае электрического спектрометра аэрозолей $/2, 3/$. Во-первых, потому, что отсутствует признанная достаточно точная теория зарядки аэрозольных частиц. Во-вторых, реальный спектрометр содержит много параметров, учесть которые заранее невозможно. В условиях ограниченной точности теоретической информации приходится существенную роль отводить экспериментальной информации.

В работе $/4/$ описана процедура калибровки спектрометра с помощью калибровочных аэрозолей. При этом полностью учитывалась информация, содержащаяся в аппаратных записях.

В настоящей работе дополнительно будут рассмотрены погрешности остальной использованной информации. Имеется в виду учет погрешностей определения спектров самих калибровочных аэрозолей при вычислении аппаратной матрицы и погрешностей аппаратной матрицы при вычислении спектров.

Аппаратное уравнение

$$y = H\varphi, \quad (1)$$

где y - вектор аппаратной записи размерностью 1,

H - аппаратная матрица размерностью $1 \cdot J$,

φ - вектор искомого спектра размерностью J ,

решается методом наименьших квадратов:

$$\varphi = (H^T D^{-1} H)^{-1} H^T D^{-1} y. \quad (2)$$

Здесь D - ковариационная матрица размерностью $I \cdot I$ (предполагается, что в ней отличны от нуля только диагональные элементы). Если имеется достаточный набор калибровочных спектров φ^k ($k = 1, \dots, K$) и известны соответствующие им аппаратные записи y^k и ковариационные матрицы D^k , то строки аппаратной матрицы находятся решением похожих на уравнение (1) уравнений

$$y^i = \Phi h^i, \quad (3)$$

где y^i - вектор, составленный из i -тых элементов K аппаратных записей, h^i - i -тая строка аппаратной матрицы, Φ - матрица размерностью (KJ) , строки которой суть векторы калибровочных спектров φ^k .

Соответственно (2) решение имеет вид:

$$h^i = (\Phi^T (D^i)^{-1} \Phi)^{-1} \Phi^T (D^i)^{-1} y^i, \quad (4)$$

где D^i - диагональная ковариационная матрица, составленная из i -тых диагональных элементов ковариационных матриц D^k . Решения (2) и (4) полностью используют информацию, содержащуюся в аппаратных записях. Ковариационные матрицы этих решений выражаются:

$$D_\varphi = (H^T D^{-1} H)^{-1} \quad \text{и} \quad (5)$$

$$D_{h^i}^i = (\Phi^T (D^i)^{-1} \Phi)^{-1}. \quad (6)$$

D_φ и D_h^i обозначают ковариационную матрицу спектра и ковариационную матрицу i -той строки аппаратной матрицы, соответственно. Также имеется информация о точности спектров калибровочных аэрозолей (иначе они не были бы калибровочными). Представим ее в виде соответствующих ковариационных матриц D_φ^k ($k = 1, \dots, K$). Из матриц D_φ^k , D_h^i , D_φ до сих пор использовалась только последняя для оценки точности вычисленных спектров. И в ней учитывались только ошибки соответствующей конкретной аппаратной записи. В общем случае при калибровке спектрометра следует еще учитывать погрешности исходных данных D_φ^k ($k = 1, \dots, K$), а при вычислении спектров — погрешности аппаратной матрицы D_h^i ($i = 1, \dots, I$). Пренебречь ими можно, если они действительно малы, но малость одних погрешностей по сравнению с другими означает, что данный измерительный прибор, спектрометр, не реализует всех своих возможностей, т.е. он не является оптимальным. Именно поэтому высококачественная спектрометрия требует регуляризации, что является косвенным учетом погрешностей.

Для учета дополнительных погрешностей была использована простая идея — так как метод наименьших квадратов полностью использует информацию в пространстве аппаратных записей, то погрешности можно учесть, если их пересчитать в пространство записей, и в качестве новой ковариационной матрицы использовать сумму ковариационной матрицы самой аппаратной записи (обозначим ее теперь через D_y) и матрицы, полученной в результате пересчета. Поскольку вся калибровка проводилась в предположении отсутствия ковариационной связи между каналами в пространстве записей (диагональные ковариационные матрицы), то и получаемые матрицы — диагональны. Очевидно, i -тый диагональный элемент матрицы D (выражение 2) имеет вид:

$$d_{ii} = d_{y,ii} + \varphi^T D_h^i \varphi. \quad (7)$$

Здесь φ — измеряемый спектр. Так же k -тый элемент матрицы D^i (выражение 4) имеет вид:

$$d_{kk}^i = d_{y,kk}^i + (h^i)^T D_\varphi^k h^i. \quad (8)$$

Здесь строки аппаратной матрицы рассматриваются как образующие свое пространство, и уравнение (3) — как связь этого

пространства с пространством соответствующих записей. Трудность - предварительная неизвестность спектра и аппаратной матрицы - легко преодолевается методом итераций. Нулевое приближение вычисляется без поправки, а все последующие используют для вычисления ковариационных матриц (7) и (8) результат предыдущего приближения. (На практике не понадобилось больше 2-4 приближений.)

Таким путем была проведена калибровка спектрометра аэрозолей в полном диапазоне размеров (от 10 нм до 10 мкм). Аэрозоли были получены с помощью системы генерирования эталонных аэрозолей в Аэроэлектрической лаборатории /5/. Средние размеры частиц аэрозолей с лог-нормальным спектром известны с точностью 5-10%, концентрация - с точностью 30%. Относительная полуширина спектра была 7-20%, задана с точностью 15-30%.

Так как истинный вид аппаратной матрицы неизвестен, то прямой оценки повышения качества полученной матрицы не проводилось. Но было отмечено повышение плавности изменения элементов матрицы. Уменьшилось количество явно ошибочных отрицательных элементов. Основное сравнение было проведено методом контрольных спектров. В качестве контрольных были использованы спектры аэрозолей, аналогичные калибровочным спектрам. Характерные примеры представлены в таблице I. Весь диапазон размеров разбит логарифмически равномерно на двенадцать фракций. На десятикратное измерение размера приходится по 4 фракции, нумерация начинается со стороны меньших размеров. В графе "контр. спектр" представлены численные концентрации частиц во фракциях с оценками их среднеквадратических отклонений. Фракционные концентрации вычислены на основе заданных параметров спектров с нормировкой концентрации на 1000 частиц. Отрицательные значения вызваны конкретными особенностями процедуры разложения относительно узких спектров на базисные спектры /4/. В следующих графах приведены результаты вычисления тех же спектров по их аппаратным записям с разной степенью учета погрешностей.

Спектрометр имеет весьма неравную чувствительность к численной концентрации частиц по размерам. Равная по величине ошибка в аппаратной записи вызывает в численной концентрации ошибку, увеличивающуюся с уменьшением номера фракции в десять раз на каждые четыре фракции. Поэтому повышение погрешности измерения в сторону уменьшения номера фракции является главным образом следствием падения чувствительности.

Первый спектр в таблице I является типовым, при этом

Контрольные спектры, вычисленные с указанной степенью учета погрешностей (численные фракционные концентрации и их среднеквадратичные отклонения)

Номер фракции	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
контр.	2	-7	24	-89	413	612	57	-15	4	-1	0	-0
опекто I	0	2	7	25	137	139	33	9	2	1	0	0
без учета	14	-15	44	-99	336	625	48	-14	6	-2	0	-0
учета	32	21	25	15	10	7	3	1	1	0	0	0
погр.	15	-15	44	-100	385	625	48	-14	6	-2	0	-0
матрицы	47	31	36	21	14	10	4	1	1	0	0	0
погр.	-35	-20	110	-147	287	699	104	-30	8	-2	1	-0
калибр.	39	23	23	14	10	6	3	1	0	0	0	0
полный	-19	-19	32	-132	339	650	102	-25	6	-2	0	0
учет	62	40	72	99	80	90	41	10	4	1	0	0
контр.	-0	2	-5	21	-78	419	600	54	-14	4	-1	0
спектр 2	0	0	1	5	17	124	125	38	8	2	1	0
без	-452	-93	313	262	-231	-141	476	-36	-10	3	-1	0
учета	651	539	682	434	210	174	62	18	16	5	1	0
полный	-538	-200	396	234	-73	356	484	-49	-3	1	0	0
учет	914	592	686	504	250	194	100	37	18	5	1	0

учет дополнительных погрешностей приводит к более обоснованной оценке точности результата. Так как точность контрольного спектра такая же, как и точность калибровочных спектров, то нет никаких оснований ожидать от аппаратной матрицы существенно более точных результатов. Графа "без учета" означает, что учтены только погрешности конкретной аппаратной записи. В графе "погр. матрицы" по сути учтены погрешности как конкретной записи, так и аппаратных записей калибровочных аэрозолей (через ошибки матрицы). В графе "погр. калибр." учтены во время вычисления аппаратной матрицы все погрешности, т.е. элементы матрицы сами по себе максимально точны, но степень их точности не учитывается при вычислении спектров. Сравнение этой графы с последней, где проведен полный учет погрешностей, показывает, насколько важным является учет конкретной точности элементов аппаратной матрицы при вычислении результатов измерения.

Второй спектр является примером, когда при калибровке без учета дополнительных погрешностей возникает явный дефект. Он исчезает, когда учет погрешностей проведен в полном объеме.

Таким образом, полный и последовательный учет всех погрешностей начиная с калибровки спектрометра и кончая вычислением спектров, позволяет получить более точные результаты и обоснованные оценки их погрешности. В условиях недостаточной информации исключаются необоснованные суждения о спектрах, и можно выявить скрытые дефекты аппаратной матрицы. Во время вычисления аппаратной матрицы, когда ограничения на объем памяти ЭВМ и на время вычисления менее жесткие, полный учет погрешностей следует проводить всегда. То же относится к проверке результатов. Однако в ходе измерений существенное увеличение объема необходимой памяти и требуемого времени могут заставить идти на использование только части ковариационных матриц и на сокращение количества итераций. Некоторые аспекты данной задачи теоретически рассмотрены в работе /6/.

Литература

1. Тихонов А.Н. О методах автоматизации обработки наблюдений // Математическое моделирование, программирование и математические методы решения физических задач: Тр. У междунар. совещ. - Дубна, 1985. - С. II-22.

2. Мирме А.А., Тамм Э.И., Таммет Х.Ф. Электрогранулометр аэрозольных частиц с широким пределом измерения // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1981. - Вып. 588. - С. 84-92.
3. Мирме А.А. Гранулометр аэрозоля на линии с мини-ЭВМ "Электроника ДЗ-28" // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1982. - Вып. 631. - С. III-III8.
4. Мирме А.А. О калибровке электрического спектрометра аэрозолей // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1987. - Вып. 755. - С. 71-79.
5. Тамм Э.И. и др. Система получения эталонных аэрозолей с размерами от 10 нм до 10 мкм // XIV Всесоюз. конф. "Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем": Тез. докл. - Одесса, 1986. - Т. 2. - С. 102.
6. Нопшель М. Об учете ошибок элементов аппаратной матрицы при статистической оценке спектра в спектроскопии // Füüsika: teadus ja tootmine. Füüsikaosak. juubelikonv. ettekannete teesid. - Tartu, 1982. - Lk. 54-55.

CALIBRATION ERRORS ACCOUNTING FOR AEROSOL SPECTROMETER

A. Mirme

S u m m a r y

The present paper deals with a method of spectrometry data processing which takes into account several kinds of errors. The errors of measurement data and the inaccuracy of the calibration spectra parameters have been accounted for the calculation of the apparatus matrix and the errors of data and the covaration matrices of the apparatus matrix have been taken into account for spectra calculation. The efficiency of the method has been illustrated by processing aerosol spectra measurement data.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ ПРИ ИХ УНИПОЛЯРНОЙ ЗАРЯДКЕ
В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М.Г. Ноппель

Развитие методов электрического анализа аэрозоля требует уточнения знаний о распределении зарядов на аэрозольных частицах и факторах, влияющих на установление этого распределения /1/. Одним из факторов, влияющих на распределение зарядов на частицах после прохождения ими зарядника, является исходное распределение зарядов. Влияние начального распределения при диффузионной зарядке рассмотрено в работе /2/. В электрических анализаторах аэрозолей для расширения области измерения в сторону больших частиц (до 10 мкм) нашла применение зарядка частиц в сильных электрических полях /3/. Однако вопрос о влиянии начального распределения на процесс зарядки в сильном электрическом поле мало изучен.

Рассмотрим возможное формирование распределения частиц по зарядам, происходящее перед униполярной зарядкой. Аэрозоль, находившийся в биполярной ионной атмосфере, может приобрести средний заряд, отличный от нуля, из-за разной величины полярных проводимостей. Аэрозоль может также приобрести некоторый средний заряд из-за влияния двойного электрического слоя на поверхности частиц, приводящего к определенной избирательности захвата ионов предпочтительно одного знака. В работе /4/ указывается на экспериментальные данные, согласно которым преобладание отрицательного заряжения капель тумана наблюдается, если выполняется соотношение положительной и отрицательной парциальных проводимостей $\lambda^+/\lambda^- \leq 2$. Надежные экспериментальные данные о величине среднего заряда частиц, вызванного избирательными свойствами их поверхности, отсутствуют. В соответствии с работой /5/, распределение зарядов на каплях тумана хорошо описывается нормальным распределением, среднее значение которого близко нулю. Это распределение значительно шире распределения Больцмана. В случае нормального распределения с нулевым средним средний абсолютный заряд близок стандартному отклонению. Приведенные в ра-

боте /6/ экспериментальные значения абсолютных зарядов капель размерами $r = 2, \dots, 20$ мкм можно представить в виде $|q| = (0,57 \dots 1,14)/\gamma_0$, где

$$\gamma_0 = e^2 / (4 \pi \epsilon_0 K T r), \quad (1)$$

ϵ_0 - электрическая постоянная, r - радиус частиц, K - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, e - число элементарных зарядов. Экспериментальные данные о распределении частиц природного аэрозоля субмикронного диапазона размеров по зарядам отсутствуют. Распределение зарядов частиц микронного и субмикронного диапазона размеров, заряженных биполярно в лабораторных условиях, хорошо описывается распределением Больцмана, среднее значение которого определяется отношением $\lambda^+ / \lambda^- / 7$.

Для оценки влияния исходного распределения аэрозоля по зарядам рассмотрим несколько вариантов исходных состояний:

а) начальное распределение зарядов аэрозоля является больцмановским и описывается выражением

$$N_q = \sqrt{\frac{\gamma_0}{2\pi}} \exp\left(-\frac{q^2 \gamma_0}{2}\right), \quad (2)$$

где N_q - вероятность частицы иметь q элементарных зарядов;

б) начальное распределение зарядов аэрозоля по характеру то же, но вместо нулевого среднего заряда взят средний заряд $\bar{q} = -1,14/\gamma_0$;

в) начальное распределение зарядов то же, но $\bar{q} = 1,14/\gamma_0$;

г) начальное распределение зарядов аэрозоля описывается суперпозицией из вышеуказанных распределений б), в) и больцмановского распределения (2) в разных комбинациях. Значимость компонентов в суперпозиции варьируется величиной придаваемых им весов C_i ;

д) начальное распределение зарядов аэрозоля - гауссово с нулевым средним и со стандартным отклонением σ , выбранным таким, чтобы средний абсолютный заряд $|q| = 1,14/\gamma_0$, т.е. $\sigma = 1,43/\gamma_0$. Для удобства перечисленные выше исходные распределения обозначим безразмерными средними зарядами в фигурных скобках. В случае распределения д) добавим еще букву Г. Суперпозицию г) представим в виде

$$\{C_1 \{-1,14\} + C_2 \{0\} + C_3 \{1,14\}\}.$$

В зависимости от полярности ионов в зарядниках один и тот же заряд входного аэрозоля можно рассматривать как положительный или отрицательный, т.е. относительно результата зарядки аэрозоль входит в зарядник либо до некоторой степени заряженным, либо заряженным противоположно. Средней величиной начального безразмерного заряда $\bar{q}_0 = -1,14; 1,14$ учитывается влияние двойного электрического слоя. Указанный заряд можно также рассматривать как результат преобладания полярной проводимости одного знака, вызывающего зарядку аэрозоля без двойного электрического слоя. При этом значении 1,14 соответствует соотношению полярных проводимостей $\lambda^+/\lambda^- \approx 3$. Обычно для атмосферы выполняется соотношение $\lambda^+/\lambda^- \approx 1,2$. Соответственно средний заряд будет в шесть раз меньше указанного выше. Использование большего среднего заряда при оценке усиливает влияние начального распределения зарядов. Вышеупомянутую суперпозицию можно интерпретировать как результат перемешивания совокупности аэрозоля разного происхождения и свойств, побывавших в средах с разными проводимостями. Распределением $\{OG\}$ моделируется характер наблюдаемого в природе весьма широкого распределения частиц по зарядам в слоистых облаках и туманах.

Распределение частиц по зарядам вычислялось по методу, предложенному в работе /В/. Метод основывается на параметрической модели распределения и на системе линейных уравнений кинетики зарядки частиц. Благодаря линейности исходных уравнений можно определить зависимость параметров модели распределения, т.е. среднего заряда \bar{q} , стандартного отклонения σ , коэффициента асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 от безразмерного времени зарядки τ , напряженности внешнего электрического поля w и безразмерного размера χ_0 для каждого из рассматриваемых начальных распределений независимо. Здесь

$$w = eE_0 r / KT, \quad (3)$$

$$\tau = ekn_0 t / 4\epsilon_0, \quad (4)$$

где E_0 - напряженность внешнего электрического поля,
 k - подвижность ионов,
 n_0 - концентрация ионов в удалении от частицы.

Вычисления проводились на ЭВМ "Наири 3-2". Потоки ионов на частицы определялись по формулам, приведенным в работе /9/. При выводе этих формул поверхностными избирательными свойствами пренебрегли. Средний заряд \bar{q} , стандартное отклонение σ и вероятность N_q униполярно заряженных частиц, начальным распределением которых является суперпозиция g), вычислялись через соответствующие величины распределений, истекающих из начальных распределений $\{-1, 14\}$, $\{0\}$, $\{1, 14\}$.

Введем в качестве критерия оценки, когда можно пренебречь влиянием начального распределения, следующее условие: отклонение в процентах значения среднего заряда при замене исходного распределения на исходное распределение Больцмана, должно быть меньше величины отклонения значения среднего заряда, вызванного изменениями времени зарядки аэрозоля из-за флуктуаций тока зарядки и потока воздуха через зарядник. Заметим, что средним зарядом определяется средняя подвижность заряженных аэрозольных частиц и тем самым, в частности, среднее место их осаждения в аспирационных конденсаторах. Таким образом, влиянием начального распределения пренебрегаем, если изменение места осаждения аэрозоля в аспирационном конденсаторе, вызванное изменением начального распределения по зарядам, меньше разброса места осаждения, объясненного случайному характеру процесса зарядки аэрозоля. В зарядниках электрических анализаторов аэрозолей флуктуации тока зарядки и потока аэрозоля через зарядник обычно 5% и более. Принимаем, что нестабильность времени зарядки по порядку величины примерно такая же. В работе /3/ среднее время зарядки в ударном заряднике (зарядка частиц в сильном электрическом поле) выбрано $\tau = 0,63$. Поэтому по алгоритму быстрого приближенного вычисления распределения зарядов, приведенному в работе /10/, на ЭВМ "ИСКРА 226" вычислялись \bar{q} , σ и N_q для ряда значений безразмерного времени τ и $\tau = 0,03$, что при $\tau = 1$ соответствует 3% изменений во времени зарядки, а в случае $\tau = 0,63$ - 5% изменений. Начальным распределением в вычислениях было распределение Больцмана (2), а параметры w и γ имели попарно следующие значения (w, γ) : (1,3; 0,86), (2,3; 0,48), (4,2; 0,27), (7,4; 0,15), (13; 0,086) (соответствуют при $T = 293$ К значениям $E_0 = 5000$ В/см и r (в мкм) = 0,066; 0,12; 0,21; 0,38; 0,66) и (1,38; 0,48), (2,52; 0,27), (4,44; 0,15), (7,8; 0,086), (13,8; 0,048) (соответствуют значениям $E_0 = 3000$ В/см и r (в мкм) = 0,12; 0,21; 0,38; 0,66; 1,2). Разность в средних зарядах \bar{q} приве-

дена на рис. 1 в виде кривых I4 ($\omega = 1,3$; $\gamma_0 = 0,86$) и I0 ($\omega = 13$; $\gamma_0 = 0,086$). Эти кривые получены также по параметрам $\omega = 1,38$, $\gamma_0 = 0,48$ и $\omega = 13,8$, $\gamma_0 = 0,048$ соответственно. Кривые, соответствующие остальным перечисленным выше параметрам, лежат между кривыми I0 и I4.

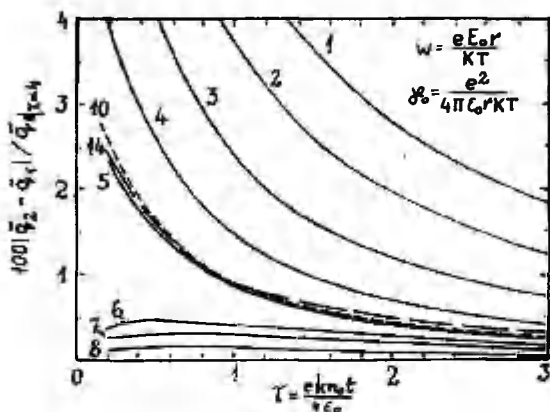


Рис. 1. Разность средних зарядов, вызванная заменой времени зарядки (кривые I0, I4) или исходного распределения зарядов (кривые I, ..., 8). I, 6 и I4 - $\omega = 1,3$, $\gamma_0 = 0,86$; 2 и 7 - $\omega = 2,3$, $\gamma_0 = 0,48$; 3 и 8 - $\omega = 4,2$; $\gamma_0 = 0,27$; 4 - $\omega = 7,4$; $\gamma_0 = 0,15$; 5 и I0 - $\omega = 13$, $\gamma_0 = 0,086$. Кривые I, ..., 5 - исходные распределения Больцмана $\bar{q}_1 = 0$ (индекс 1) и $\bar{q}_1 \gamma_0 = 1,14$ (индекс 2). Кривые 6, 7, 8 - исходное распределение Больцмана $\bar{q}_1 = 0$ (индекс 1) и типа Гаусса $\bar{q}_1 = 0$, $\sigma = 1,43/\gamma_0$ (индекс 2). Кривые I0, I4 - время зарядки τ (индекс 1) и $\tau = 0,03$ (индекс 2); исходное распределение Больцмана $\bar{q}_1 = 0$.

Расхождение распределений частиц по зарядам по мере $D = \max |F_2(q^*) - F_1(q^*)|$ (мера Колмогорова) приведено на рис. 2 (кривые I0, ..., I4), где $F(q^*) = \sum_{q=-\infty}^{q^*} N_q$. Разность в стандартных отклонениях была при $\tau \geq 0,6$ меньше одного процента.

Разности средних зарядов \bar{q} униполярно заряженных частиц,

вызванные заменой первоначального распределения Больцмана (2) ($\bar{q}_i = 0$, индекс 1) на распределение Больцмана $\bar{q}_i = 1,14/\gamma_0$ (кривые 1, 2, 3, 4, 5) или на распределение типа Гаусса $\bar{q}_i = 0$, $b = 1,43/\gamma_0$ (кривые 6, 7, 8), приведены на рис. 1, где значения для w и γ_0 соответствуют случаю $E_0 = 5000$ В/см, $T = 293$ К. В случае $E_0 = 3000$ В/см получаются кривые, которые практически совпадают с кривыми 1, ..., 8 на рис. 1 (при том значениям $w = 1,3$, $\gamma_0 = 0,86$ соответствуют $w = 1,38$; $\gamma_0 = 0,48$, значениям $w = 2,3$, $\gamma_0 = 0,48$ соответствуют $w = 2,52$, $\gamma_0 = 0,27$ и т.д. (список значений w и γ_0 см. выше). Расхождения по мере D приведены на рис. 2.

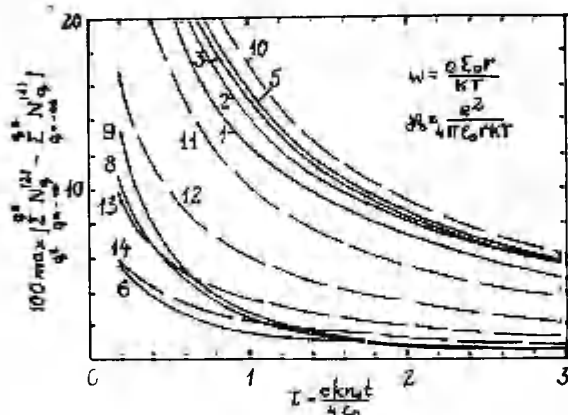


Рис. 2. Расхождение между распределениями частиц по зарядам, вызванное заменой времени зарядки (кривые 10, ..., 14) или исходного распределения (кривые 1, ..., 9). 1, 6 и 14 - $w = 1,3$; $\gamma_0 = 0,86$, 2 и 13 - $w = 2,3$; $\gamma_0 = 0,48$, 3, 8 и 12 - $w = 4,2$; $\gamma_0 = 0,27$, 11 - $w = 7,4$; $\gamma_0 = 0,15$; 5, 9 и 10 - $w = 13$; $\gamma_0 = 0,086$. Кривые 1, 2, 3, 5 - исходные распределения Больцмана $\bar{q}_i = 0$ (индекс 1) и $\bar{q}_i \gamma_i = 1,14$ (индекс 2). Кривые 6, 8, 9 - исходное распределение Больцмана $\bar{q}_i = 0$ (индекс 1) и типа Гаусса $\bar{q}_i = 0$, $b = 1,43/\gamma_0$ (индекс 2). Кривые 10, ..., 14 - время зарядки τ (индекс 1) и $\tau = 0,03$ (индекс 2); исходное распределение Больцмана $\bar{q}_i = 0$.

Из проведенных вычислений вытекает, что рассмотренные исходные распределения можно по мере увеличения указываемого влияния упорядочить следующим образом:

- 1) $\{1/3 \{-1, 14\} + 1/3 \{0\} + 1/3 \{1, 14\}\};$
- 2) $\{0,5 \{-1, 14\} + 0,5 \{1, 14\}\};$
- 3) $\{0\};$ 4) $\{0,5 \{-1, 14\} + 0,5 \{0\}\};$
- 5) $\{0,5 \{0\} + 0,5 \{1, 14\}\};$
- 6) $\{-1, 14\};$ 7) $\{1, 14\}.$

В случае малых частиц ($\gamma_0 = 0,86$) распределения 2) и 3) в списке меняются местами.

Из рис. 1 видно, что с увеличением напряженности поля и размера частиц уменьшается влияние начального распределения. Расхождение по мере D между распределениями частиц по зарядам на рис. 2, наоборот, увеличивается с увеличением указанных величин. Отметим, что если рассматривать вместо $|\bar{q}_2 - \bar{q}_1| / (\bar{q}_1 - \bar{q}_0)$ величину $|\bar{q}_2 - \bar{q}_1|$, то последняя, как и мера D увеличивается. На рис. 2 более сильное увеличение относится к кривым, соответствующим флуктуациям времени зарядки (кривые 10, ..., 14). Поэтому из рис. 2, как и из рис. 1, вытекает, что по сравнению с влиянием нестабильности зарядки влияние начального распределения уменьшается с увеличением напряженности поля и размера частиц.

Основываясь на описанном выше критерии и на рис. 1 и 2, можно сделать вывод, что при исходных распределениях со средним значением близким нулю (на рис. 1, 2 даны кривые, соответствующие начальному распределению $\{0\}$ при других рассмотренных исходных распределениях $\bar{q} = 0$ влияние еще слабее) их влиянием на зарядку можно пренебречь, если $\tau \geq 0,6$. В случае начального распределения $\{1, 14\}$ его влиянием можно, по описанному выше критерию, пренебречь, если $\gamma_0 \leq 0,086$, $q_0 \omega \geq 1,1$ (см. рис. 1 и 2). При $T = 293$ К этому условию соответствуют условия $E_0 \geq 5000$ В/см, $r \geq 0,66$ мкм или $E_0 \geq 3000$ В/см, $r \geq 1,1$ мкм.

Кривые на рис. 2 вычислены при значениях параметров ω и γ_0 , которые соответствуют напряжению электрического поля $E_0 = 5000$ В/см ($T = 293$ К). В случае значений ω , соответствующих напряжению $E_0 = 3000$ В/см (см. выше), ход кривых аналогичен ходу кривых на рис. 2, только они расположены выше последних (около 40%).

Влияние начального распределения $\{1, 14\}$ можно уменьшить,

если увеличить время зарядки. При $t \geq 3,6$ и 5% нестабильности последнего начальным распределением $\{I, I_4\}$ можно пренебречь при всех указанных значениях параметров ω и γ_0 ($\omega > 1,3$; $\gamma_0 \leq 0,86$). Рассматривая более мелкие частицы ($\gamma > 0,86$), надо соответственно увеличить время зарядки.

Учитывая экспериментальные данные о биполярной заряженности туманов и лабораторных аэрозолей, можно ожидать, что в подавляющих случаях средний заряд входящих в зарядник субмикронных природных аэрозолей близок нулю, хотя из-за отсутствия соответствующих экспериментальных данных вопрос нельзя считать полностью решенным. Отметим, что возможное влияние начального распределения и избирательности поверхности частиц на измерения спектра размеров можно обнаружить в ходе измерения по изменениям в сигналах, выдаваемых электрическим анализатором для стабильного в процессе измерения аэрозоля, заряжаемого в спектрометре ионами разного знака. Для этого спектрометр должен иметь режимы работы с разными полярностями и обеспечивать при этом одинаковое время зарядки τ .

С увеличением времени зарядки, размера частиц и напряженности электрического поля уменьшается отношение δ/\bar{q} . При начальном распределении (2) отношение $\delta/\bar{q} < 0,05$, если $\omega > 4,2$, $\gamma_0 < 0,27$, $\tau > 4,2$, или если $\omega > 7,4$, $\gamma_0 < 0,15$, $\tau > 1,4$, или если $\omega > 13$, $\gamma_0 < 0,086$, $\tau > 0,6$.

Литература

1. Таммет Х.Ф. Об электрической гранулометрии аэрозолей // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1975. - Вып. 348. - С. 30-40.
2. Нюппель М.Г. О распределении зарядов на аэрозольных частицах при зарядке их легкими аэроионами // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1982. - Вып. 631. - С. 85-93.
3. Мирме А.А., Тамм Э.И., Таммет Х.Ф. Электрогранулометр аэрозольных частиц с широким пределом измерения // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1981. - Вып. 588. - С. 84-92.
4. Шишкин Н.С. Исследование заряжения капель в облаках и туманах // Труды ГГО. - Л., 1968. - Вып. 224. - С. 78-86.
5. Махоткин Л.Г. Электричество туманов и механизм заряжения капель // Труды Всесоюз. научн. метеорол. совещания. - Л.: Гидрометеиздат, 1963. - Т. 5. - С. 196-203.

6. Лабораторное моделирование процессов контактной электризации облачных частиц / Под ред. И.М. Имяштова, Е.В. Чубаршиной. - Л.: Гидрометеиздат, 1985. - 87 с.
7. Porstendorfer J., Hussin A., Scheibel H.G., Becker K.M. Bipolar diffusion charging of aerosol particles. II: Influence of the concentration ratio of positive and negative ions on the charge distribution // J. Aerosol Sci. - 1984. - Vol. 15, N 1. - P. 47-56.
8. Ноппель М.Г. О распределении аэрозольных частиц по зарядам при зарядке их в сильном электрическом поле // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 79-83.
9. Ноппель М.Г. О зарядке и разрядке аэрозольных частиц в сильных электрических полях // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1984. - Вып. 669. - С. 25-30.
10. Noppel M. Algorithm for rapid approximate calculation of the charge distribution of conductive aerosol particles charged in a strong electric field // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 84-83.

THE INFLUENCE OF INITIAL CHARGE DISTRIBUTION
ON THE CHARGE DISTRIBUTION OF PARTICLES IN
UNIPOLAR CHARGING IN A STRONG ELECTRIC FIELD

M. Noppel

S u m m a r y

Using numerical calculations, the paper deals with the influence of various initial charge distributions on the charge distribution of aerosol particles charged by unipolar ions in a strong electric field in the continuum regime. It has been shown that the influence of initial charge distributions with an approximate mean value of zero is smaller than the influence of fluctuations of the charging current and the aerosol flow in the charger.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАРЯДНИКА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ КАК ПРИСТАВКИ К АЭРОИОНОМЕТРУ (СЧЕТЧИКУ АЭРОИОНОВ)

Х.Ф. Таммет

Модификация метода А.А. Кирша и А.В. Загнитко

Рост практической потребности в методах и приборах для измерения параметров мелкодисперсных аэрозолей заставляет интенсифицировать поиски технически простых способов детектирования субмикронных частиц. Традиционная техника конденсационного укрупнения и последующего оптического детектирования частиц страдает низкой селективностью по размеру частиц и не позволяет реализовать достаточно простую аппаратуру. Альтернативный метод электрического анализа является многообещающим, хотя и здесь практических результатов мало. Наиболее известные электрические приборы, дифференциальные анализаторы Миннесотаского /1/ и Тартуского /2/ университетов, весьма сложны. На этом фоне привлекательно предложение А.А. Кирша и А.В. Загнитко /3/, осуществимое с помощью относительно простой аппаратуры. Соответствующий прибор состоит из зарядника частиц, переключаемого то в D-режим (диффузионная зарядка частиц легкими аэроионами в слабом электрическом поле), то в E-режим (ударная зарядка частиц в сильном электрическом поле), и из аэрозольного электрометра, содержащего электрометр и абсолютный волокнистый фильтр частиц.

Технически близким к аэрозольному электрометру прибором является аэроионометр, известный также под названием счетчик аэроионов. В аэроионометре взамен волокнистого фильтра используется электрофильтер, выходной сигнал определяется частицами одной произвольно выбираемой полярности и зависит от электрической подвижности частиц. Аэроионометр является самостоятельным изготавливаемым и распространенным прибором.

Рассматриваемая модификация метода А.А. Кирша и А.В. Загнитко заключается в замене аэрозольного электрометра на аэроионометр. Это позволяет реализовать метод путем докомплектации существующих и выпускаемых аэроионометров зарядни-

ками. Зарядник рассматривается как приставка к аэроионметру, расширяющая область применений этого прибора.

Замена аэрозольного электрометра на аэроионметр влечет некоторые изменения в характеристиках метода. Ниже будет показано, что эти изменения выгодны — они повышают селективность прибора относительно размера частиц и расширяют диапазон измерения по размеру.

Для реализации модифицированного метода аэроионметр со средней или низкой предельной подвижностью (счетчик средних или тяжелых аэроионов) снабжается зарядником аэрозольных частиц, который может быть включен в D- или E-режим или выключен. В последнем случае наблюдается натуральное распределение зарядов аэрозольных частиц, в случае биполярной естественной ионизации это называется В-режимом (Больцмановским режимом) зарядки частиц. Если предельная подвижность аэроионметра установлена выше электрической подвижности аэрозольных частиц, то сигнал аэроионметра пропорционален квадрату среднего заряда частиц, откуда вытекает повышенная по сравнению с аэрозольным электрометром селективность по размеру.

Особенно мелкие частицы заряжаются при D- и E-режимах одинаково, и определение их размеров возможно только при условии дополнительного использования В-режима. Аэрозольный электрометр не позволяет использовать В-режим, поскольку здесь заряды обеих полярностей суммируются и нейтрализуют друг — друга. Поэтому замена аэрозольного электрометра на аэроионметр позволяет расширить диапазон измерения в сторону малых размеров частиц.

Устройство и параметры зарядника

Устройство зарядника, предусмотренного для использования в комплекте с аэроионметрами серии УТ /4/, изображено на рис. 1. Нижний конус внешней обкладки (10) зарядника подогнан к конусу входного отверстия аэроионметров, в которое зарядник устанавливается как пробка. Воздух входит в зарядник через 18 отверстий в верхней части внешней обкладки, протекает между внешней и внутренней (9) обкладками и втягивается через экранную решетку (11) в измерительный конденсатор аэроионметра под действием вентилятора аэроионметра. На оси внутренней обкладки расположен стержень (6), на который подается высокое напряжение. К нижнему концу стержня припаяна проволока длиной 10 мм и диаметром 20–30 мкм. На острии проволоки возникает коронный разряд. Зона

зарядки аэрозольных частиц образуется между внешней и внутренней обкладками у кольцевой щели во внутренней обкладке. Нижняя и верхняя части внутренней обкладки соединены тремя узкими мостами, которые вносят минимальное искажение в однородность зоны зарядки. Расстояние между обкладками - около

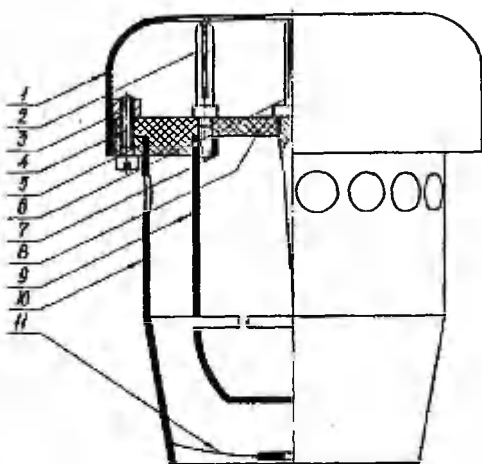


Рис. 1. Устройство зарядника (левая половина показана в разрезе).

11 мм, ширина щели - 3 мм. Внешняя обкладка заземлена. Для осуществления D-режима на внутреннюю обкладку подается напряжение 51 В, для Е-режима - 3800 В. В случае В-режима как внутренняя обкладка, так и стержень с острием заземляются.

Высоковольтный выпрямитель, который питает стержень и внутреннюю обкладку, расположен в изолированной коробке и его нулевая клемма подключена к земле через логарифмический наноамперметр, который регистрирует силу тока аэроионов между внутренней и внешней обкладкой и не реагирует на ток с острия, циркулирующий внутри изолированной системы.

Основными параметрами зарядника являются напряженность электрического поля Е и безразмерный параметр экспозиции частиц в потоке аэроионов.

$$\alpha = \frac{1}{\epsilon_0} \int \lambda dt, \quad (I)$$

где λ – проводимость воздуха. При экспозиции частиц за время t в условиях концентрации легких аэроионов n и их подвижности $1,5 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ имеем $\alpha = 2,7 \cdot n t / 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$.

При теоретической оценке параметров зарядника принята модель плоского трансверсального зарядника /5/. Обозначим расстояние и напряжение между электродами h и U , силу тока легких аэроионов I и расход воздуха через зарядник Φ . Используя выражение вольт-амперной характеристики плоской квазикороны /6/, можно найти

$$\alpha \approx \frac{Ih}{\epsilon_0 \Phi E} \approx \frac{Ih^2}{\epsilon_0 \Phi U} \quad (2)$$

Напряженность оценивается по формуле $E = U/h + E'$, где поправка E' учитывает проникновение электрического поля из внутреннего пространства внутреннего электрода в зону зарядки.

Конкретные результаты оценки параметров приведены в табл. I, где значения I получены путем непосредственного измерения.

Таблица I

Оценки параметров зарядника

Обозначение режима	$\frac{U}{\text{В}}$	$\frac{I}{\text{нА}}$	$\frac{\Phi}{\text{см}^3/\text{с}}$	$\frac{E}{\text{В/см}}$	α
B	0	0	450	0	0
D	51	10,5	450	50	5,7
E1	3600	106	460	3600	0,8
E2	3600	105	4500	3600	0,08

Режимы, отмеченные как E1 и E2, являются частными вариантами E-режима. Режим E2 введен потому, что при режиме E1 частицы размером выше 1 мкм будут осаждаться в самом заряднике и соответственно сигнал аэроионометра будет уменьшаться при дальнейшем увеличении размера. Количественно это иллюстрируется графиками на рис. 2.

При проектировании зарядника ставилась задача эмпирического уточнения эффективных значений параметров зарядника на основе результатов измерения эталонных аэроэлей, параметры которых независимо определены другим способом. Однако расхождения результатов проведенных экспериментов от упро-

ленной теоретической модели остаются в пределах ошибок измерения и неопределенностей параметров аталонных аэрозолей. Поэтому эти эксперименты будут рассмотрены не как калибровочные, а как проверочные.

Методика измерения

Для определения параметров аэрозольной среды выполняются измерения при разных режимах. В наборе режимов обязательно должен присутствовать режим D. Дополнительный режим B наиболее информативен относительно мельчайших частиц, режим EI — относительно средних частиц с размерами 0,1–1 мкм, а E2 — относительно наиболее грубых частиц. Режим E2 может быть использован только при том условии, что изменение потребления воздуха прибором не воздействует на параметры внешней аэрозольной среды. Наиболее полную информацию дает полный набор режимов.

На основе непосредственных отсчетов аэроионизатора P_B , P_D , P_{EI} и P_{E2} вычисляются три отношения

$$\begin{aligned} X_0 &= P_B / P_D, \\ X_1 &= P_{EI} / P_D, \\ X_2 &= P_{E2} / P_D. \end{aligned} \quad (3)$$

Эти отношения зависят от закона распределения частиц по размерам и от его параметров. Определение закона распределения по трем эмпирическим числам невозможно, поэтому закон должен быть априори известным. Первый этап обработки наблюдений сводится к отысканию по известным зависимостям таких значений параметров распределения, которые лучше всего согласуются с эмпирическими значениями отношений X_0 , X_1 и X_2 . Для этого можно использовать, например, график зависимости упомянутых отношений от параметров распределения.

На рис. 2 приведены зависимости параметров X_0 , X_1 и X_2 от параметров логарифмически нормального распределения. Эти кривые вычислены на основе приближения Мирзабекяна об аддитивности эффектов диффузионной и ударной зарядки, причем диффузионная зарядка описана моделью Больцмана-Коджиким-Хоппеля, а ударная зарядка — моделью Потенье. Предполагается, что предельная подвижность аэроионизатора при режимах B, D и EI равна $0,001 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и при режиме E2 — $0,01 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Рис. 2 представляет зависимости для проводящих частиц.

Такие же графики составлены и для диэлектрических частиц с разной электрической проницаемостью.

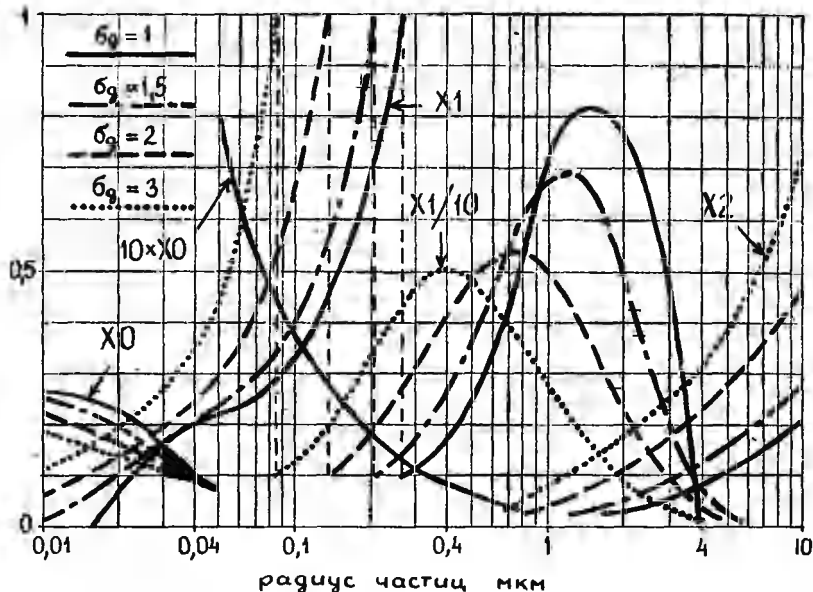


Рис. 2. График для оценки центрального размера и геометрического стандартного отклонения логарифмически нормального распределения для проводящих частиц.

Концентрация частиц оценивается во втором этапе обработки наблюдений, используя абсолютные значения отсчетов аэроионизатора. В интересах точности выгодно исходить из суммы $P_D + P_{EI}$ или $P_D + P_{E2}$. На основе теоретической оценки можно составить таблицы коэффициентов преобразования этих величин в значения численной концентрации частиц. Сокращенный пример приведен в виде табл. 2.

Таблица 2

Коэффициент перевода значения $P_D + P_{EI}$ (эл.зар./см³) в концентрацию проводящих частиц (см⁻³)

r_0 : нм	Коэффициент в случае			
	$\sigma_g = 1$	$\sigma_g = 1,5$	$\sigma_g = 2$	$\sigma_g = 3$
10	2,38	2,17	1,85	1,54
25	0,83	0,82	0,78	0,71

Продолжение табл. 2

r_0 : нм	$\sigma_g = 1$	$\sigma_g = 1,5$	$\sigma_g = 2$	$\sigma_g = 3$
50	0,49	0,49	0,46	0,40
100	0,35	0,32	0,25	0,17
250	0,15	0,11	0,063	0,035
500	0,045	0,030	0,020	0,015
1000	0,0094	0,0085	0,0081	0,0083
2500	0,0032	0,0043	0,0045	0,0036

Экспериментальная проверка метода

Для проверки метода использовалась система генерирования квазимонодисперсных эталонных аэрозолей, описанная в работе /7/. Геометрическое стандартное отклонение размеров частиц ниже 1,1 и им можно пренебречь. Опыты были сделаны с помощью аэроионметра ИТ-8401. Режим Е2 не использовался. Результаты измерения обрабатывались по вышеописанной методике в предположении логарифмически нормального распределения. Основные результаты сведены в таблицу 3.

Таблица 3

Результаты экспериментальной проверки метода

Вещество	AgI	NaCl	DOP	DOP
Расчетное ε	∞	∞	5,2	5,2
Заданное d : нм	115	270	490	1150
Заданное n : см ⁻³	1900	2400	5000	700
P_B : эл.зар./см ³	240	50	180	-
P_D : эл.зар./см ³	2500	2800	24000	5650
P_{EI} : эл.зар./см ³	600	1250	17300	17000
$P_D + P_{EI}$: эл.зар./см ³	3100	4050	41300	22650
$X_0 = P_B / P_D$	0,096	0,018	0,008	-
$XI = P_{EI} / P_D$	0,24	0,45	0,72	3
Оценка d : нм	90	300	550	1500
Оценка σ_g	1,8	1	1	-
Оценка n : см ⁻³	1600	1100	6000	680

Возможные случайные ошибки эксперимента высоки, особенно в значениях P_B по причине малости сигнала и в значениях заданных концентраций частиц по причине затрудненности контроля потерь в тракте подвода эталонных аэрозолей. Поэтому наблюдаемые расхождения между оценками и заданными значениями

не могут быть использованы для уточнения методики измерения.

В случае широкого спектра размеров частиц настоящий метод оказывается весьма чувствительным к отклонениям действительного закона распределения от принятого априори. Это может существенно усложнять интерпретацию результатов измерения. Рассмотрим в качестве примера один конкретный результат измерения, полученный в случае обычного воздуха лаборатории: $P_B = 1400$, $P_D = 8300$ и $P_{EI} = 3000$ эл.зар./см³. Для объяснения таких значений на основе предположения о логарифмически нормальном распределении пришлось бы принимать $\sigma_g \gg 3$. Интересно рассматривать результаты, получаемые по X_0 и X_I в предположении монодисперсности — по X_0 получим $d = 60$ нм и $n = 8000$ см⁻³, а по X_I $d = 230$ нм и $n = 3600$ см⁻³. Расхождение объясняется тем, что значение P_B детерминруется, в первую очередь, мелкодисперсной фракцией, а P_{EI} — грубодисперсной фракцией аэрозоля. Соответственно эффективный монодисперсный размер, определяемый по X_0 , отклоняется в сторону малых размеров, а эффективный размер по X_I — в сторону больших размеров.

По результатам описанных экспериментов можно заключить, что рассмотренный метод измерения параметров аэрозолей может быть использован в случае узких распределений размеров частиц. Использованию метода в случае широких распределений препятствует нерешенность проблем интерпретации результатов измерения.

Автор выражает благодарность А.И. Валл, изготовившему образец зарядника, Я.Р. Эвель, изготовившему блок питания зарядника, Ю.Э. Кикас и Э.И. Тамм, участвовавшим в экспериментальной проверке метода и выполнившим все работы по генерированию и контролю эталонных аэрозолей.

Литература

1. Whitby K.T., Liu B.Y.H., Pui D.Y.H. A portable electrical analyzer for size measurement of submicron aerosols // J. APCA. — 1974. — Vol. 24, N 11. — P. 1067-1072.
2. Mirme A., Noppel M., Peil J., Salm J., Tamm E., Tamm H. Multi-channel electric aerosol spectrometer // Eleventh int. conf. on atmospheric aerosols, condensation and ice nuclei. — Budapest, 1984. — Vol. 2. — P. 155-159.

3. Способ измерения среднего размера аэрозольных частиц и устройство для его осуществления: А с. 879405 СССР, G 01 N 15/00. / А.А. Кирш, А.В. Загнитко; Заявл. 11.02.80; Оpubл. 07.11.81. Бюл. № 41.
4. Счетчики аэроионов / Сост. Х.Ф. Таммет. - Хаапсалу, 1985. - 42 с.
5. Таммет Х.Ф. К технике электрической гранулометрии аэрозолей // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1980. - Вып. 534. - С. 55-79.
6. Таммет Х.Ф. Вольт-амперные характеристики униполярного коронного разряда // Электричество. - 1970. - № 12. - С. 82-83.
7. Кикас Д.Э., Мире А.А. и др. Экспериментальная градуировка электрического спектрометра аэрозолей методом эталонных аэрозолей // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 54-71.

THE USE OF AEROSOL PARTICLE CHARGER AS AN ADDITIONAL DEVICE TO AIR ION COUNTER

H. Tammet

S u m m a r y

The paper describes a modification of the method of air ion measurement proposed by A.A. Kirsch and A.B. Zagnitko[3]. Aerosol electrometer used in the original device has been replaced by an air ion meter. As a result the selectivity of the method in relation to particle size has increased and the measurement range has been expanded on the side of small sizes. Only a charger needs to be added to the air ion counter.

The design of the charger is shown in Fig. 1. The corona discharge is formed on the point of the central needle and the area of charging particles is formed between inner and outer plates near the opening in the inner plate. Four charging regimes B, D, E_1 and E_2 are used. B denotes natural bipolar (Boltzmann) regime. D is diffusion charging in weak electric fields and E is charging in strong electric fields. The parameter of the charger in different regimes are presented in Table 1.

The indication of the air ion counter of different regimes of the charger are denoted by P_B , P_D , P_{E_1} , P_{E_2} . By the values of relation X (Formula 3) the parameter of logarithmical normal distribution of particles can be chosen by Fig. 2. In the determination of particle concentration Table 2 is additionally used.

The results of experimental verification of the method using monodisperse test aerosols are presented in Table 3. The differences between the given parameters of aerosols and their estimated values by the described method do not extend the limits of admissible measurement errors. The method is practically applicable in narrow distributions of particle sizes. In wide distributions the problem of the interpretation of practical measurement results has not been solved.

К ПРИМЕНЕНИЮ УФ ОБЛУЧЕНИЯ В ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ

Р.Э. Приyman, Н.Б. Крупецкий, Е.Н. Бунина

Для обеспечения технологической чистоты воздуха многие производственные помещения герметизированы и оборудованы автономными системами кондиционирования воздуха. В таких помещениях воздушная среда значительно отличается от природного атмосферного воздуха. Это отличие имеет свои положительные и отрицательные стороны. Первые состоят в основном в поддержании необходимого температурно-влажностного режима, а вторые - в специфической загрязненности воздуха различными химическими примесями и микробами, а также искажении факторов малой интенсивности, которые играют значительную роль в определении качества воздуха. К этим факторам, в частности, относятся естественное УФ излучение, аэроионный состав воздуха, наличие различных микропримесей, в том числе озона и окислов азота. Упомянутые факторы являются в определенной мере взаимосвязанными, уменьшение их интенсивности вызывает повышение бактериальной загрязненности воздуха. В силу этого возникает необходимость оздоровления качества воздуха в производственных помещениях.

Одним из методов обеззараживания воздуха в производственных помещениях является применение УФ облучения, особенно бактерицидного, в основном с длиной волны 253,7 нм. Высокая обеззараживающая эффективность бактерицидного УФ излучения основана на его взаимодействии с генетическим аппаратом клетки, приводящим к повреждению генома, что является не только губительным для микроорганизмов, но и вредным для человека /1/. Отметим при этом, что благоприятный для человека эффект достигается за счет УФ излучения в диапазоне длины волны 280-400 нм (УФ излучение Солнца у поверхности Земли). В закрытых помещениях интенсивность естественного УФ излучения резко понижена, и вследствие этого ослабляется иммунобиологический тонус организма /2/.

Исследования, проведенные в Украинском заочном политехническом институте им. И.З. Соколова, показали, что в герме-

тизованном цехе предприятия прецизионного производства существует явно выраженная сезонность в увеличении бактериальной загрязненности воздуха: в зимний период зарегистрировано 43-70 тыс., а в летний - 1,3-1,7 тыс. микробных тел/м³. В этих условиях бактерицидное УФ облучение является эффективным методом обеззараживания воздуха, однако при его применении необходимо учитывать как его биологическую активность, так и обусловленное им вторичное загрязнение воздуха фотооксидантами. Количество последних зависит от степени загрязненности облучаемого воздуха, а также от характеристик УФ источника, параметров микроклимата и пр.

Среди фотооксидантов основными компонентами считаются озон и окислы азота, оказывающие вредное воздействие на человека в концентрациях, превышающих предельно допустимую концентрацию (ПДК), установленную для рабочей зоны (0,1 и 5 мг/м³ озона и окислов азота соответственно). Средние фоновые концентрации этих веществ в незагрязненном атмосферном воздухе в несколько раз меньше, чем установленные для них ПДК в рабочей зоне. Для создания наиболее благоприятных условий труда и технологического микроклимата пониженные концентрации озона и окислов азота, сравнимые с их фоновыми уровнями в незагрязненном атмосферном воздухе (0,01-0,03 мг/м³ озона и 0,1-0,2 мг/м³ окислов азота), имеют не последнее значение /3/. Сказанное необходимо учитывать при обеззараживании воздуха и компенсации УФ недостаточности в производственных помещениях. Применение только эритемного УФ облучения (280-400 нм) в целях обеззараживания является недостаточным.

В камере площадью 4,5 м² и высотой 3,0 м была исследована зависимость образования фотооксидантов и плотности заряда легких аэроионов, а также бактерицидный эффект от времени облучения воздуха при работе двух бактерицидных ламп ДБ-30. Экранированный облучатель с двумя указанными бактерицидными лампами подвешивали в камеру на высоте 2,5 м; при этом УФ облучение было направлено в верхнюю зону камеры. Облучатель включали на 5, 10, 15, 20, 25, 30 мин.

В воздухе закрытой камеры измеряли:

а) полярную плотность заряда легких аэроионов при предельной подвижности 0,5 см²/(В·с). Измерение проводили счетчиком аэроионов типа УТ-8431 (САИ-ТГУ);

б) фотооксиданты в пересчете на озон определяли методом поглощения: йодидом калия и последующим колориметрическим оп-

ределением йода по розовой окраске продукта взаимодействия его с диметил-*п*-фенилендиамином /5/;

в) диоксид азота (основной стабильный представитель окислов азота) определяли колориметрически по реакции образования азо-красителя с реактивом Грисса-Илосвая /6/;

г) резистентность патогенного стафилококка определяли путем воздействия бактерицидного излучения на чашки Петри, устанавливаемые на высоте 1 м от пола с культурой гемолитического стафилококка. С этого же расстояния были взяты все пробы воздуха и проведены физические измерения.

Интенсивность падающего УФ излучения определяли дозиметром ДАУ-81; она была порядка 0,1 Вт/м².

Усредненные данные из пяти измерений приведены на рис. 1-2.

По выяснению степени резистентности патогенного стафилококка, являющегося основным возбудителем инфекционных заболеваний органов дыхания, были получены следующие результаты. На культуре гемолитического стафилококка, равномерно нанесенной на мясопептонный агар, было замечено, что при экспозициях 5 и 10 мин прекращается рост гемолитического стафилококка на 50%, а при экспозиции 15 мин рост стафилококка в 93% экспериментов практически отсутствует. Эти данные являются результатом многократных серий экспериментов.

Полярная плотность заряда легких аэроионов в первые минуты экспозиции уравнивается и остается практически постоянной независимо от времени облучения. В условиях УФ облучения плотность заряда отрицательных легких аэроионов в среднем в 3 раза выше, а плотность заряда положительных легких аэроионов в среднем в 1,5 раза выше, чем без УФ облучения (рис. 1). Такая картина характерна для относительно чистого, химически незагрязненного воздуха, и в таких условиях бактерицидный облучатель является одновременно и слабым искусственным биполярным аэроионизатором. Это следует учитывать и при применении искусственной аэроионизации в профилактических целях.

Концентрация озона вначале быстро нарастает, а после 30-35 мин облучения уравнивается. Концентрация диоксида азота в первые 15 мин облучения нарастает медленнее, после 30-35 мин рост еще продолжается.

Из экспериментов видно, что даже экранированное бактерицидное УФ облучение относительно малой интенсивности дает хороший обеззараживающий эффект уже за 15-20 мин облучения.

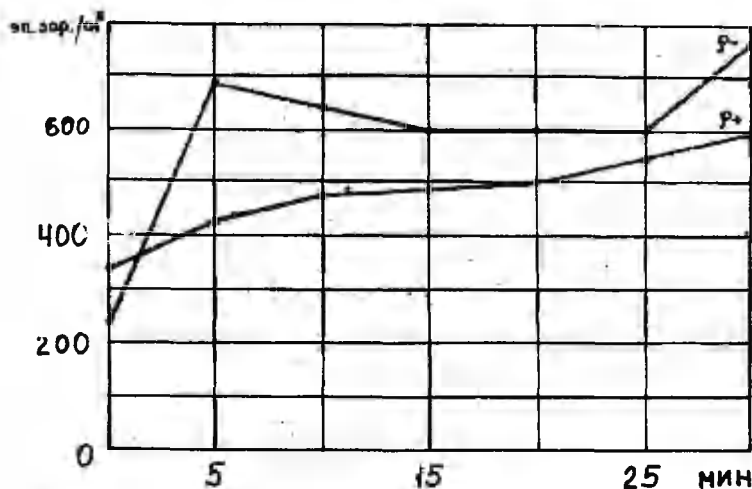


Рис. 1. Зависимость полярной плотности зарядов аэроионов (q^- , q^+) от времени УФ облучения.

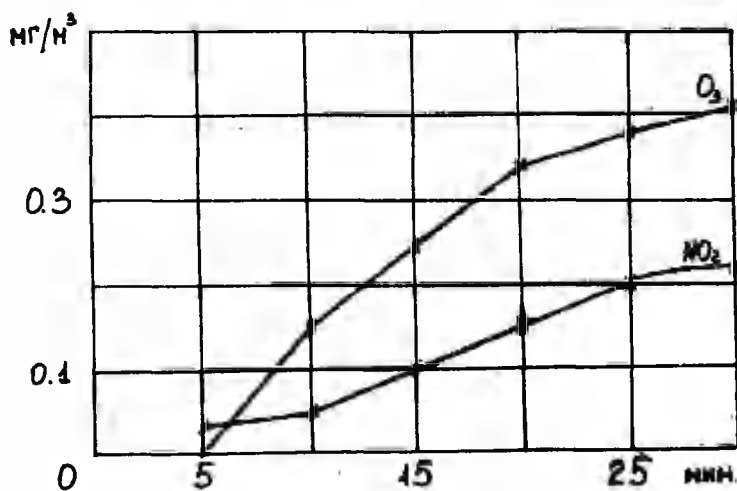


Рис. 2. Зависимость концентрации озона (O_3) и окислов азота (NO_2) от времени УФ облучения.

Одновременно это облучение умеренно повышает полярную плотность заряда (концентрацию) аэроионов, способствующих улучшению качества воздуха. Образование диоксида азота при УФ облучении относительно незагрязненного воздуха опасности не представляет, так как его концентрация даже при длительном облучении остается на порядок ниже ПДК, установленной для рабочей зоны. Основное внимание при использовании бактерицидного УФ облучения следует обратить на два фактора - непосредственную биологическую активность излучения и фотохимическую генерацию озона. В данных условиях эксперимента в камере за 30 мин облучения образовался озон в количестве 4 ПДК для рабочей зоны. Хотя в реальных производственных условиях концентрация озона из-за постоянной циркуляции воздуха значительно ниже, чем найдено в эксперименте в закрытой камере, этот факт всегда необходимо учитывать. Нельзя, безусловно, согласиться с мнением некоторых авторов о том, что УФ излучение сочетает высокую дезинфекционную активность с полным отсутствием токсичного действия /7/. В случае практического использования УФ излучения необходимо осуществить контроль за содержанием озона в воздухе рабочей зоны помещения.

Литература

1. Ультрафиолетовое излучение // Гигиенические критерии состояния окружающей среды. - Женева: Всемирная организация здравоохранения, 1984. - Вып. I4. - II4 с.
2. Лазарев Д.Н. Оптическое излучение в лечебных целях // Светотехника. - 1978. - № II. - С. 9-12.
3. Беспмятников Г.П., Кротов Ю.А. Предельно допустимые концентрации химических веществ в окружающей среде. - Л.: Химия, 1985. - 528 с.
4. Зуев В.А. Третий лик. - М.: Знание, 1985. - 208 с.
5. Перегуд Е.А., Гернет Е.В. Химический анализ воздуха промышленных предприятий. - Л.: Химия, 1973. - 440 с.
6. Методические указания по определению вредных веществ в воздухе. - М.: Морфлот, 1981. - 252 с.
7. Лямцов А.К. Научно-технические проблемы применения оптического излучения в сельском хозяйстве // Использование методов электрофизического воздействия в сельскохозяйственном производстве: Науч. тр. - М.: ВИАХ, 1983. - Т. 57. - С. 3-9.

ABOUT THE USE OF UV-IRRADIATION
IN THE INDUSTRIAL ROOMS

R. Priiman, N. Krupetski and E. Bunina

S u m m a r y

The necessity of utilizing UV-irradiation in the technological rooms is analysed, also its positive and negative sides.

Irradiating relatively unpolluted conditioned air with bactericided UV-irradiation in a closed capacious chamber was experimented.

A good bactericided effect was received already after 15 min. irradiations.

The polar charge density of small air ions increased for 1.5-3 times.

Besides these positive indicators it must be noted that at the same time the concentration of fotooxidants (chiefly ozone) increased about 4 times above the limited concentration, and that after irradiating 30 min. That is why one must be cautious when using UV-irradiation.

All alone because of the biological activity of this irradiation not to speak of its fotochemical activity, it is impossible to agree with the authors who do not account the negative influentions conditioned by the physical peculiarity of UV-irradiation.

A GENERATOR OF ELECTROAEROSOLS FOR THE NEUTRALIZATION OF STATIC ELECTRICITY

Jaan Reinet

To avoid high relative humidity in industrial rooms (90% and over) which causes the corrosion of machinery and exerts a harmful influence on the health of workers, it is necessary to replace water sprayers which have been used up to now by generators of unipolar aerosols.

By means of the above aerosol generators it is possible to produce ultra-fine unipolar electroaerosols from water. Unipolar aerosol travels from the generator to the charges of static electricity of the opposite sign and neutralizes them.

The use of electroaerosol generators in industrial rooms for the neutralization of static electricity avoids the corrosion of machinery and enables workers to work in rooms with normal relative humidity.

Fig. 1 represents an electroaerosol generator for the neutralization of static electricity.

The generator produces ultra-fine unipolar aerosols by spraying water with compressed air. Water is obtained from the water-tank (1), tap water can also be used.

Voltage to the inducing electrode (2) is obtained either from a dry battery or from the rectifier (3). The second terminal of the battery is grounded. Metal nozzles (4) are also grounded through the sprayed water. Under the aerosol generator near the electrically charged cloth (5), there are hollow collectors (6) shaped like truncated cones with the larger openings directed to the sprayers. The cones are suspended by ordinary fishing lines. Funnel (7) are soldered into the hollow metal cones. The funnels have outflow openings for the sprayed water in the centre of the smaller opening of the truncated cone; 2-3 cm higher than the imaginary surface of the lower opening of the truncated cone. By letting compressed air into the air-nozzle (12), water is sucked out of the tank (1) (or taken from the tap) through the metal nozzle (4) and is sprayed in the electric field between the electrode (2) and the nozzle (4). It is

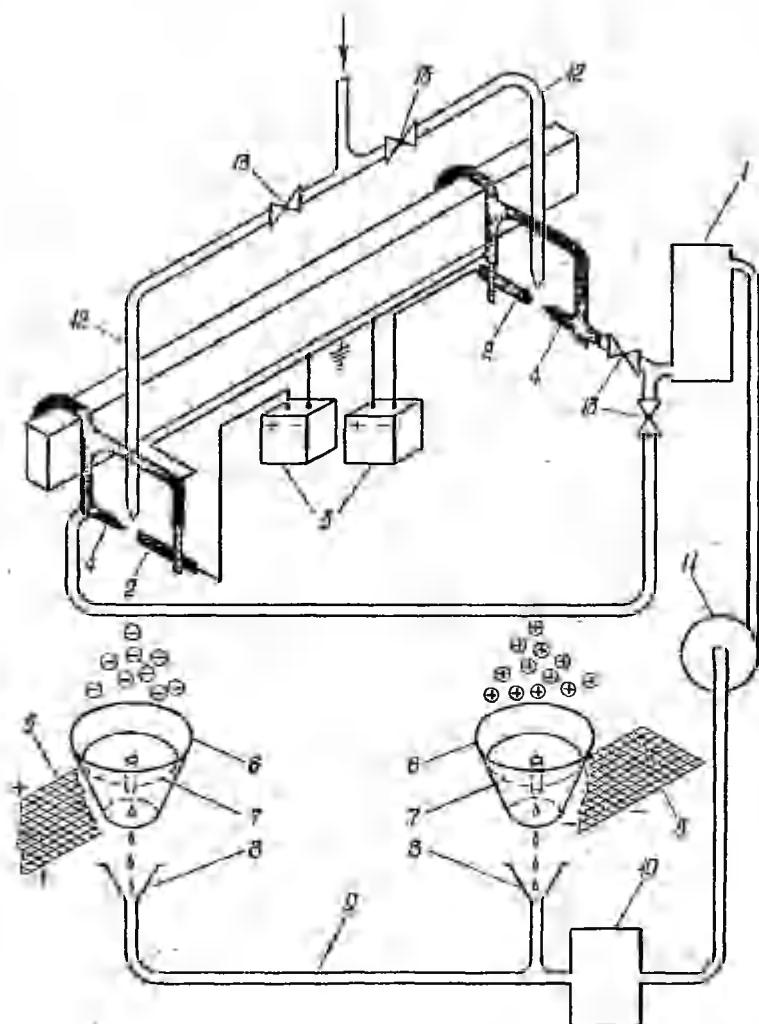


Fig. 1. Neutralizer of static electricity.

1- water tank or ordinary tap, 2 - electrodes or batteries or of the rectifier, 3 - batteries or rectifier, 4 - water nozzles, 5 - electrically charged material, 6 - shell of the hollow truncated cone, 7 - funnel inside the hollow truncated cone, 8 - collectors of sprayed water, 9 - tube joining water collectors with the tank, 10 - tank for collecting sprayed water, 11 - pump for pumping water from tank 10 into tank 1, 12 - nozzles of compressed air, 13 - taps for setting other side of the generator to independent operation.

desirable that the level of the sprayed water in the tank (1) should be a little higher than the nozzle (4). The droplets which leave the electric field between the electrode (2) and the nozzle (4) are unipolarly charged either positively or negatively according to the nozzle (4) used in charging the spray. With the taps (13) we can operate the nozzle (4) we need for the neutralization of static electricity (either positive or negative charges).

Under the influence of electric induction the charged spray falling onto the funnel in the collectors, is sprayed there by compressed air into ultra-fine unipolar aerosol. (Negative or positive (depending on the sprayer) ultra-fine aerosol particles surrounding the collector (6), are emitted into the working rooms. Due to the high potential (20-30 kV) of the collector (6) the unipolarly charged aerosol travels to the high potential of the opposite sign on the manufactured cloth and neutralizes it.

To collect the water dropping from the funnels of the collectors, there are special collectors (8) on the floor, which are connected with the metal tube (9) passing through the water-tank (10) and going through the pump (11) to the tank (1).

The level of the water is maintained in tank (1). When the level of the water rises, the excessive water flows back into the tank (10). (This has not been indicated in Fig. 1.)

When the neutralizer is switched on the collector of the generator (6) is charged up to a high potential (20- 30 kV) in less than a minute. This high voltage is not dangerous because the capacitor has a small capacity (less than 10 pF).

The neutralizer of the static charges described above does not considerably increase the relative humidity in working rooms and has great advantages over the sprayers which have been used up to now and produce relative humidity up to 100%. The existing sprayers cause the corrosion of expensive machinery and a rate of relative humidity which is harmful to the health of workers. The neutralizer of static charges can be used everywhere in industrial enterprises where the static charges cause low quality of the production and do not allow to develop high speeds in technological processes.

The neutralizer of static charges described above has been designed by the author of the article.

The neutralizer is proposed for applications in processing different artificial fibres in textile industry.

ГЕНЕРАТОР ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ ДЛЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Я. Ю. Рейнет

Р е з ю м е

Описанный нейтрализатор статического электричества заметно не увеличивает относительную влажность воздуха в производственных помещениях и имеет большие преимущества по сравнению с распылителями воды, используемыми до сих пор в промышленности и повышающими относительную влажность до 100%, что вредно сказывается на здоровье работающих. Кроме того, эти распылители вызывают коррозию дорогостоящего оборудования.

Нейтрализатор статического электричества можно использовать повсюду на производстве, где возникают вредные статические заряды, вызывающие брак продукции и не позволяющие увеличивать скорость технологических процессов. Особенно рекомендуется применять эти нейтрализаторы в текстильной промышленности, где перерабатываются различные искусственные волокна.

О НАНЕСЕНИИ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СТАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ

Л.Ю. Виснапуу, И.Б. Гусева, В.Я. Поздняков

Данная работа посвящена усовершенствованию механизированного нанесения полимерных жидковязких композиций на различные поверхности с использованием статической электризации наносимых материалов.

Защита поверхностей различных изделий от воздействия внешней агрессивной среды является актуальной задачей. В последнее время в связи с широким развитием производства полимерных материалов в качестве защитных покрытий поверхностей технологических аппаратов и приспособлений начали применять полимерные эластичные композиции на основе различных низкомолекулярных каучуков (кремнийорганических, жидких тиоколов и др.). Эти композиции обеспечивают как нужные защитные свойства покрытий – стойкость к атмосферному воздействию (влажности, температуре воздуха) и к агрессивным средам (различным растворителям), так и эксплуатационные свойства – вибростойкость, гибкость.

Однако широкое внедрение в промышленность указанных полимерных эластичных композиций для покрытий затрудняется необходимостью нанесения этих покрытий вручную, например, шпателем, так как эти композиции, обычно представляющие собой смеси жидких каучуков из специальных наполнителей, обеспечивающих требуемые свойства покрытиям, являются достаточно вязкими /1/.

В технологических процессах нанесения диспергированных материалов на поверхности изделий, являющихся наиболее эффективными, наносимые частицы обычно заряжают путем осаждения на них ионов из окружающего газа или путем разделения электрических зарядов материала во внешнем поле /2/. В первом случае наиболее часто используемым способом является зарядка частиц в поле коронного разряда, а во втором – т.н. индукционная зарядка. В обоих случаях применяются источники высокого напряжения, которые в огне- или взрывоопасной среде представляют опасность. Реже с этой целью используется за-

рядка частиц, вызванная механической силой - статическая электризация /3/, при которой внешний источник напряжения как таковой отсутствует. Процессы статической электризации сильно проявляются, например, в случае обработки диэлектрических материалов, в частности, при распыливании их. Но из-за зависимости этих процессов от множества факторов статическая электризация еще относительно мало изучена и на практике редко используется целенаправленно.

Представляет интерес трибоэлектрический способ зарядки распыливаемых частиц /4, 5/, при котором частицы материала заряжаются определенным электростатическим зарядом в процессе отрыва от стенки сопла распылителя. В факеле распыливаемого материала возможно также образование электростатических зарядов обоих знаков в результате симметричного заряжения при дроблении частиц. Однако эти заряды взаимно уравновешены и не влияют на общий заряд в факеле.

Статическую электризацию полимерной композиции исследовали при ее диспергировании экспериментальным пневматическим распылителем с центральным жидкостным соплом и периферийным газовым соплом, описанным в работе /6/, без подачи напряжения на индуцирующий электрод. Газовое сопло изготовлено из эбонита, а жидкостное - из стали. Были испытаны сменные сопла следующих размеров:

- внутренний диаметр жидкостного сопла равен 1; 2; 3 мм,
- наружный диаметр жидкостного сопла - 3; 4; 6 мм,
- внутренний диаметр газового сопла - 5; 6; 8 мм.

Диспергировали композиции вязкостью 0,1...5 Па·с при избыточном давлении сжатого воздуха 0,3 МПа. Температура и относительная влажность окружающего воздуха составляли соответственно 20...22°C и 50...60%.

Уровень электризации (удельный заряд) композиции оценивали по отношению тока выноса к массовому расходу композиции. При этом ток выноса измеряли усилителем постоянного тока типа И-37, включенным между изолированным от земли жидкостным соплом распылителя и землей, а расход композиции - по скорости уменьшения ее массы в резервуаре. Диспергируемую композицию подавали в распылитель принудительно гидронасосом с пневмоприводом. По технологическим соображениям расход композиции поддерживали равным 10 г/мин.

Наилучшие результаты работы распылителя, характеризующиеся наибольшим уровнем электризации композиции, были получены при газовом сопле с внутренним диаметром 8 мм и жидкостном

сопле с внутренним и наружным диаметрами соответственно 1 и 2 мм, т.е. когда расход диспергирующего сжатого воздуха и скорость отрыва диспергируемой жидкости от сопла наибольшие.

Так, например, при диспергировании полимерной композиции на основе кремнийорганического каучука вязкостью 5 Па·с при указанных условиях был достигнут удельный заряд распыла до 50 мкКл/г. При нанесении такого распыла на поверхность ткани образуется относительно ровный слой покрытия. Отмеченный уровень элетризации согласно инструкции /7/ является электростатически безопасным для изученной полимерной композиции.

Литература

1. Тадмор З., Гогос К. Теоретические основы переработки полимеров. - М.: Химия, 1984.
2. Вережагин И.П. и др. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. - М.: Энергия, 1974.
3. Леб Л. Статическая электризация. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.
4. Котляревский Л.Б. Использование трибоэлектрического эффекта в установках нанесения порошковых полимерных красок // Материалы II Всесоюз. конф. по применению электронно-ионной технологии в народном хозяйстве. - М., 1978.
5. Электростатический распылитель: А.с. 709184 СССР, В 05 В 5/02 / В.Я. Поздняков. Заявл. 3.10.77; Опубл. 15.01.80; Бюл. № 2.
6. Виснапуу Л.Ю. Экспериментальное исследование моделей пневматического распылителя с индуцирующим электродом // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1973. - Вып. 320. - С. 187-208.
7. Временная инструкция по установлению соответствия аппаратов и технологического оборудования требованиям электростатической безопасности. - М., 1974.

S u m m a r y

The paper deals with the static charging of droplets of polymeric compounds with viscosities of 0.1...5 Pa.s in pneumatic spraying with central liquid nozzles and peripheral gas nozzles of different diameters. At a consumption rate of 10 g/min a spray of polymeric compound on the basis of silicon rubber achieved maximum specific charge 50 C/g when the gas nozzle with an inner diameter of 8 mm and the liquid nozzle with an inner diameter of 1 mm and outer diameter of 3 mm were used. The precipitation of the charged spray on the surface of cloth makes it possible to achieve electrostatically safe uniform layer of coating.

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАТОР-ДИФФЕРЕНЦИАТОР С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИЕЙ ДРЕЙФА НУЛЯ

М.Х. Ансо, М.Э. Роос

В измерителях малых токов (ИМТ) применяются в основном три типа преобразователей тока в напряжение: резисторы, конденсаторы и логарифмирующие элементы. Из них наименьшую точность обеспечивают логарифмирующие элементы, тогда как высокоомные измерительные резисторы позволяют получить точность порядка 2-10%, а специальные измерительные конденсаторы - 0,1-0,01% /1/. Несмотря на лучшие точностные характеристики последних электрометры с емкостными преобразователями не получили широкого распространения. Наибольшее применение в ИМТ получили резистивные преобразователи, что объясняется относительной простотой построения и эксплуатации (непрерывный процесс измерения) измерителей на их базе.

В настоящей статье рассматриваются ИМТ с емкостным преобразователем типа интегратор-дифференциатор (И-Д). Основной проблемой при этом является минимизация времени, требующегося для разрядки интегрирующего конденсатора и периодической компенсации паразитных токов.

Эквивалентная схема электрометрического интегратора-дифференциатора с основными источниками паразитных сигналов приведена на рис. 1. Статическая погрешность измерительного прибора состоит из трех компонентов - мультипликативной и аддитивной погрешности и погрешности от нелинейности. Величина мультипликативной составляющей погрешности И-Д определяется погрешностью (и стабильностью) измерительных элементов C_1 , C_2 и R_1 и коэффициентами усиления усилителей U_1 и U_2 /1/. Поскольку сопротивление R_1 в И-Д в C_2/C_1 раз меньше, чем при измерении резистивным ИМТ, мультипликативную составляющую погрешности от R_1 можно свести к 0,1% и ниже, что сравнимо с погрешностью от конденсаторов. Применение современных операционных усилителей позволяет получить погрешность от U_1 и U_2 значительно меньше 0,1%.

Аддитивная составляющая статической погрешности $\Delta U_{\text{адд}}$ связана в основном с наличием источников пара-

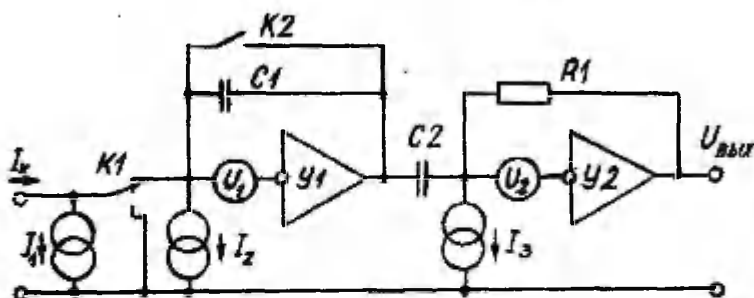


Рис. 1. Эквивалентная схема И-Д с основными источниками паразитных сигналов:

- I_x - измеряемый ток;
- I_1, I_2, I_3 - паразитные токи, действующие соответственно на входах И-Д, интегратора (У1) и дифференциатора (У2);
- U_2, U_3 - напряжение смещения нуля соответственно усилителей У1 и У2.

зитных сигналов в И-Д. Учитывая схему рис. 1, ее можно выразить следующим образом:

$$\Delta U_{\text{вых.agg}} = R1 \frac{C2}{C1} (I_1 + I_2) + I_3 R1 + U_2 + R1 C2 \frac{dU_4}{dt}.$$

Погрешность от нелинейности И-Д определяется зависимостью емкости $C1$ и $C2$ и сопротивления $R1$ от напряжения на них; нелинейностью амплитудной характеристики усилителей У1 и У2 здесь можно пренебречь.

Полоса пропускания И-Д может достигать 10 кГц /2/. Порог чувствительности в таком приборе определяется уровнем шумов. В литературе /3/ показано, что при частотах выше 10 Гц шумы МОП-транзисторов превышают шумы полевых транзисторов с р-п переходом, поэтому в рассматриваемом ИМТ в качестве входных элементов усилителя интегратора применены полевые транзисторы с р-п переходом. Относительно большой ток затвора полевых транзисторов с р-п переходом обуславливает значительную аддитивную составляющую погрешности ИМТ. Для уменьшения по-

следней применяется периодическая автоматическая компенсация смещения нуля /4/.

Упрощенная схема И-Д приведена на рис. 2. Прибор имеет три режима работы: измерение, разряд конденсатора $C1$, компенсация смещения нуля.

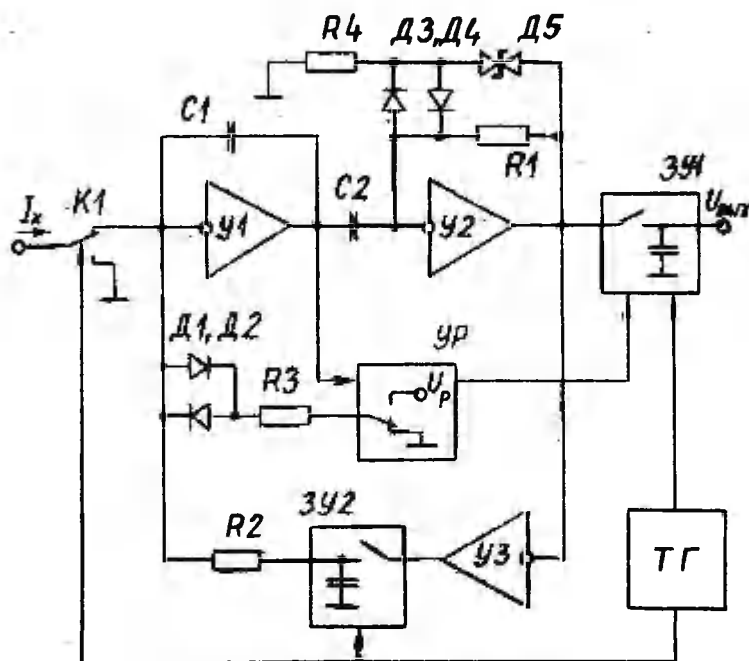


Рис. 2. Упрощенная схема И-Д:

- $C1, Y1$ - интегратор;
- $R1, C2, Y2$ - дифференциатор;
- $D1, D2, R3, YP$ - устройство разрядки $C1$;
- $K1, R2, 3Y2, Y3$ - устройство компенсации начального смещения нуля И-Д;
- $3Y1$ - запоминающее устройство на выходе И-Д;
- $ТГ$ - тактовый генератор управления.

В режиме измерения работают усилители $Y1$ и $Y2$. Ключ в запоминающем устройстве $3Y1$ замкнут, так что $3Y1$ служит повторителем.

В режиме разряда конденсатора $C1$ ключ в $3V1$ разомкнут и на выходе $3V1$ поддерживается напряжение, равное напряжению в момент переключения из режима измерения в режим разрядки $C1$. Разрядка происходит автоматически в момент, когда напряжение на выходе $V1$ превысит пороговое напряжение компаратора, находящегося внутри блока $УР$ устройства разрядки. Она осуществляется с помощью резистивного источника тока (U_p , $R3$, $D1$, $D2$). Для этого резистор $R3$ подсоединяется на короткое время ($0,3$ мс) к источнику опорного напряжения U_p , величина и полярность которого формируются из выходного напряжения интегратора. Диодный ключ $D1$, $D2$ /5/ применяется для подключения разрядного тока ко входу интегратора. Достоинством такого ключа является отсутствие специального управляющего сигнала и механических подвижных деталей. Как оказалось, включение разрядного тока происходит практически мгновенно, но при его выключении наблюдается относительно медленное убывание паразитного тока, длящееся десятки миллисекунд. Это ведет к увеличению времени разрядки $C1$.

С целью устранения возможного паразитного тока, возникающего после перезарядки конденсаторов вследствие адсорбции электрических зарядов на них, $C1$ и $C2$ должны быть выбраны с минимальным коэффициентом адсорбции.

Ток разрядки $C1$ во много раз превышает измеряемые входные токи $I-D$, что вызывает перегрузку прибора. Перезарядка конденсатора $C2$ в состоянии перегрузки усилителей $У2$ занимает больше времени, чем в линейном режиме, поэтому в дифференциаторе применяется противоперегрузочное устройство (собранное на элементах $R4$, $D3-D5$), благодаря чему время перезарядки $C2$ не превышает 1 мс. Устройство работает следующим образом: в режиме измерения ток утечки стабилитрона $D5$ протекает через резистор $R4$. Сопротивление резистора выбрано таким, чтобы падение напряжения на нем не превышало 50 мВ. При таком напряжении ток через диодный ключ $D3$, $D4$ меньше порога чувствительности интегратора и поэтому не обуславливает увеличения погрешности.

Режим компенсации начального смещения нуля включается тактовым генератором $ТГ$ через заданные промежутки времени. В этом режиме в устройстве $3V1$ размыкается ключ, что позволяет сохранить неизменным напряжение $U_{\text{вых.}}$, после чего источник измеряемого тока отключается от входа интегратора и заземляется переключателем $K1$. Затем замыкается ключ в $3V2$, вследствие чего уменьшается смещение нуля на выходе $У2$. По

управляющему сигналу ТГ устройство возвращается в режим измерения, а в ЗУ2 запоминается новое значение компенсирующего напряжения, которое преобразуется сопротивлением R2 в компенсирующий ток. Таким образом, компенсируется начальное смещение нуля И-Д независимо от того, была причина его возникновения в интеграторе или в дифференциаторе.

Режим автоматической компенсации начального смещения нуля И-Д путем подачи на его вход компенсирующего тока не уменьшает погрешность, обусловленную источником паразитного тока I_1 (см. рис. 1) и смещением нуля усилителя УЗ и запоминающего устройства ЗУ1, но подавляет влияние остальных источников паразитных сигналов. Подавляется также дополнительный компонент входного тока $U_1/R2$, обусловленный подключением ко входу резистора R2 в составе компенсирующей цепи.

Если обозначить чувствительность И-Д через $\Phi = \Delta U_{\text{вых}}/\Delta I_x$, коэффициент усиления УЗ - $K_{\text{УЗ}}$, начальное смещение нуля И-Д - U_0 и смещение нуля после компенсации - U_1 , то получим

$$U_1 = \Phi \left(\frac{U_0}{\Phi} - \frac{K_{\text{УЗ}} \cdot U_1}{R2} \right).$$

Отсюда коэффициент подавления смещения нуля

$$\frac{U_0}{U_1} = 1 + \frac{K_{\text{УЗ}} \cdot \Phi}{R2} \approx \frac{K_{\text{УЗ}}}{R2} \cdot \Phi,$$

т.е. он пропорционален отношению $K_{\text{УЗ}}/R2$.

Однако увеличение отношения $K_{\text{УЗ}}/R2$ ограничено требованием обеспечения условия устойчивости работы устройства. В рассматриваемом измерителе коэффициент подавления выбран равным 200. Для его получения в случае $\Phi = 10^{11}$ В/А взяты $K_{\text{УЗ}} = 200$ и $R2 = 10^{11}$ Ом. При такой величине R2 изменение компенсирующего тока от дрейфа ЗУ2 не превышает $\pm 10^{-13}$ А за 200 секунд.

Время установления выходного напряжения УЗ зависит от длительности цикла компенсации. Для сокращения последнего быстродействие устройства в режиме компенсации увеличено введением частотно-зависимого делителя (на рис. 2 не указан) в цепь выхода усилителя УЗ /1/. В нашем случае получено время установления порядка 1-2 мс. При таком быстродействии шумы на выходе УЗ обеспечивают точность установления компенсационного тока не ниже $\pm 1 \cdot 10^{-13}$ А.

Переключатель К1 служит для отсоединения источника изме-

прямого тока от входа интегратора (УИ) на время компенсации. При переходе из одного режима в другой требуется переключение ключей (в ЗУ1, ЗУ2, К1) в строго определенной последовательности (для предотвращения выбросов на выходе, сокращения времени перегрузок и т.д.) и с большой временной точностью. Обеспечить высокую временную точность работы механических переключателей трудно, поэтому в качестве ключей применены электронные ключи на МОП-транзисторах. При переключении таких ключей возникает наброс заряда через проходную емкость (что само по себе не мешает при правильной последовательности переключения) и сравнительно медленно убывающий паразитный ток. Убывание этого тока до уровня 10^{-12} А происходит примерно за 10 мс, до уровня 10^{-13} А – за 100–200 мс, что и определяет длительность цикла компенсации смещения нуля И-Д.

Быстродействие И-Д определяется фильтром, встроенным в ЗУ1.

Прибор имеет в режиме измерения следующие характеристики: чувствительность 10^{11} В/А, среднеквадратический шум при полосе пропускания 1 кГц – $5 \cdot 10^{-13}$ А, при полосе 100 Гц – $4 \cdot 10^{-14}$ А, длительность цикла компенсации 200 мс с периодом повторения 100 с, длительность цикла разрядки интегрирующего конденсатора – 30 мс, период повторения более 1 с (обратно пропорционален входному току). Аддитивная составляющая погрешности не превышает 0,2% от предела измерения. Мультипликативная составляющая может быть сведена к 0,1–0,2% с помощью специальных средств калибровки /6, 7/. Применение в качестве С1, С2 и R1 высокостабильных элементов позволяет уменьшить временную нестабильность коэффициента преобразования до 0,1% в год /8/.

Литература

1. Илюкович А.М. Техника электрометрии. – М.: Энергия, 1976. – 399 с.
2. Ансо М.Х. Интегратор-дифференциатор с автоматической компенсацией постоянной составляющей входного тока // Измерительная техника. – 1985. – № 8. – С. 51.
3. Ансо М.Х. и др. Пределы чувствительности и быстродействия электрометров // III Всесоюз. симп. по атмосферному электричеству: Тез. докл. – Тарту, 1986. – С. 81.

4. Ансо М.Х. Измерители быстропротекающих процессов с малым дрейфом нулевого уровня // Вопросы динамики электрометрической аппаратуры: Тез. докл. - Тарту, 1982. - С. 32-33.
5. Володкевич А.А., Высоцкий К.С., Шолух А.В. Электрометрический усилитель с электронным переключением коэффициента передачи // Теоретические проблемы электрометрии: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. семинара. - Тарту, 1985. - С. 109-III.
6. Сакс О.В., Шор В.Г. Установка для статической поверки электрометрической аппаратуры УТ-8304 // Теоретические проблемы электрометрии: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. семинара. - Тарту, 1985. - С. 32-34.
7. Антонова Д.И. и др. Комплекс средств измерений высшей точности для воспроизведения и измерения малых постоянных токов 10^{-5} - 10^{-16} А // Исследования в области электрических измерений: Сб. науч. тр. - Л.: Энергоатомиздат, 1984. - С. 6-10.
8. Черняев П.А., Федчун Л.Н., Чернева И.В. Опыт эксплуатации источника малых сил токов для поверки электрометров // Измерительная техника. - 1975. - № II. - С. 91-92.

INTEGRATING-DIFFERENTIATING ELECTROMETER WITH A PERIODIC ZERO-CONTROLLING DEVICE

M. Anso and M. Roos

S u m m a r y

An integrating-differentiating electrometer with the means for the periodic compensation of zero drift is described. The zero drift compensation is performed by an auxiliary current source. The problems of diminishing the off periods for zero control and the discharge of the integrating capacitor are analyzed. The off periods for the electrometer are less than 200 milliseconds and 30 milliseconds (respectively). The cycle periods for zero compensation is 100 s. and the periods for discharging the integrating capacitor are from 1 to 1000 s. The zero compensation accuracy up to 0,2% is reached.

The range of input currents is $-(10^{-13} - 10^{-10})$ A, gain is 10^{11} V/A, gms noise is $4 \cdot 10^{-14}$ A (in the frequency band from 0 to 100 Hz) and $5 \cdot 10^{-13}$ A (in the frequency band from 0 to 1000 Hz).

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР ДЛЯ БИОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

М.Х. Ансо, Е.М. Даниленко, А.В. Островский
П.Г. Плешанов, М.Э. Роос

В ряде биофизических исследований возникает необходимость измерения малых токов, причем временной диапазон их измерения чрезвычайно широк - от 10^{-5} с до 10^4 с, как например, в методах остановленного потока и температурного скачка. Для такого рода измерений был разработан описанный ниже электрометр.

Интеграторы-дифференциаторы не уступают по порогу чувствительности быстродействующим измерителям малого тока на базе высокоомного измерительного конденсатора. Кроме того, они имеют большую равномерность амплитудно-частотной характеристики в широкой полосе частот. Недостатком интегратора-дифференциатора является периодичность работы, при этом время достаточно полного восстановления рабочего режима после перезарядки измерительного конденсатора может составлять порядка секунды.

Автоматическая разрядка измерительного конденсатора C_1 при помощи резистора величиной R_1 , включенного параллельно ему, ограничивает нижнюю границу полосы пропускания частотой $f = (2\pi R_1 C_1)^{-1}$ /1/. Метод автоматической разрядки измерительного конденсатора, описанный в работе /2/, позволяет при тех же значениях R_1 и C_1 снизить эту частоту на несколько порядков. При этом, однако, на выходе дифференциатора теряется информация о постоянной составляющей I_0 входного тока. В данном приборе эта информация снимается с выхода устройства разрядки измерительного конденсатора и подается через масштабный усилитель на второй (медленный) выход прибора (рис. 1). Напряжение U_2 на этом выходе составляет:

$$U_2 = R_1 I_0 K,$$

где K - коэффициент передачи масштабного усилителя.

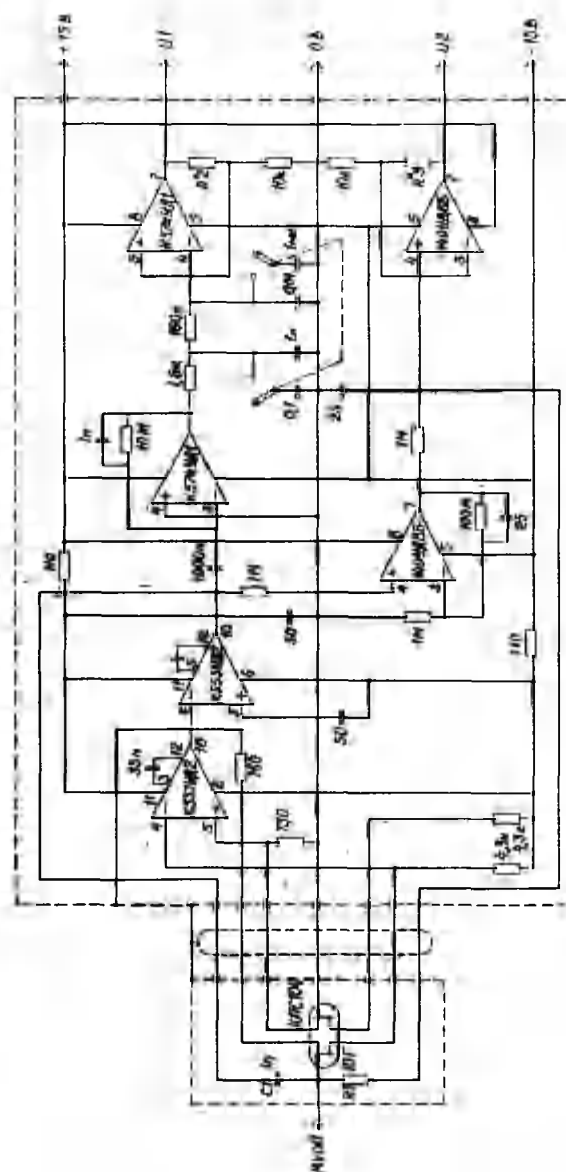


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема электрометра.

На рис. 2 представлены амплитудно-частотные характеристики для выходов медленноменяющегося (U_2) и быстроменяющегося (U_1) сигналов. Канал медленноменяющегося сигнала прибора работает в диапазоне частот от 0 до 0,5 Гц, а канал быстроменяющегося сигнала – от 5 до 4000 Гц. Полоса пропускания "быстрого" канала на уровне 0,7 составляет 10000 Гц.

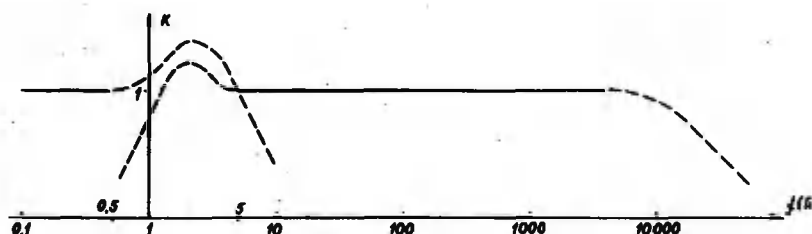


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики электрометра. В области сплошных линий равномерность не хуже 1%.

Входным каскадом всего устройства служит повторитель на базе полевого транзистора типа КПС-104 и операционного усилителя типа К553УД2. Выход повторителя является общей точкой ("корпусом") всего измерителя. Это позволяет значительно уменьшить влияние емкости объекта измерения на динамику прибора. Подключение на вход прибора емкости 1000 пФ сужает полосу пропускания канала быстроменяющегося сигнала не более чем в 2 раза, однако при этом шумы увеличиваются более чем в 100 раз. Для уменьшения влияния емкости кабеля на шумы часть схемы выполнена в виде пробника, соединенного кабелем длиной 60–70 см с основным блоком.

Прибор имеет следующие основные технические данные:

Временной дрейф медленного канала – $2 \cdot 10^{-14}$ А/мин.

Временной дрейф быстрого канала – $2 \cdot 10^{-16}$ А/мин

Среднеквадратичный шум медленного канала – $4 \cdot 10^{-16}$ А

Среднеквадратичный шум быстрого канала:

при $\Delta f = 10$ кГц	- $8 \cdot 10^{-13}$ А
при $\Delta f = 100$ Гц	- $4 \cdot 10^{-14}$ А
Коэффициенты усиления медленного канала	- $5 \cdot 10^9$; $5 \cdot 10^{10}$ В/А
быстрого канала	- $5 \cdot 10^9$; $5 \cdot 10^{10}$ В/А.

Описанный широкополосный электрометр предназначен для использования в установке быстрой химической кинетики с оптической регистрацией сигнала. В данной установке применяются метод оставленного потока, в котором производится быстрое смешивание реагирующих веществ, и метод температурного скачка, где смесь реагентов выводится из равновесия быстрым повышением температуры /3/. Регистрируемым параметром обычно является изменение оптической плотности, интенсивности флуоресценции или рассеянного света. При этом уровень измеряемого оптического сигнала составляет 10^{-11} – 10^{-13} лм или на выходе ФЭУ - 10^{-9} – 10^{-11} А. Изменение сигнала часто не превышает 10%.

Современные коммерческие установки остановленного потока позволяют проводить измерения кинетики химических реакций с характерными временами вплоть до 10^{-3} с. Верхняя граница временного интервала ограничена стабильностью аппаратуры. Данный электрометр имеет достаточно высокую временную стабильность, позволяющую проводить измерения длительностью 10^4 с и более.

Метод температурного скачка обладает более высоким временным разрешением по сравнению с методом остановленного потока: в установках, где нагрев образца производится с помощью высоковольтного разряда, температура реакционной смеси повышается на несколько градусов за 10^{-4} – 10^{-5} с. Верхняя граница временного интервала, перекрываемого этим методом, весьма ограничена скоростью охлаждения образца и конвекционными эффектами. Она не превышает 1 с. Для проведения измерений в режиме температурного скачка используется "быстрый" канал электрометра, почти полностью перекрывающий временной диапазон, характерный для данного метода.

Область применения описанного выше электрометра не ограничивается использованием его в установке быстрой химической кинетики. Он может быть применен также в других областях измерения, использующих в качестве детектора фотоумножитель (например, разного рода спектральные измерения), электрофизиологические измерения (например, реография) и т.п.

Литература

1. Кудрин В.М., Павлов О.М. Быстродействующий измеритель малых токов // Измерительная техника. - 1978. - № 5. - С. 54-56.
2. Ансо М.Х. Интегратор-дифференциатор с автоматической компенсацией постоянной составляющей входного тока // Измерительная техника. - 1985. - № 8. - С. 51.
3. Методы исследования быстрых реакций / Под ред. Г.Хеммиса. - М.: Мир, 1977. - 716 с.

WIDE-BAND ELECTROMETER FOR BIOPHYSICAL USE

M. Anso, E. Danilenko, A. Ostrovskii,
P. Fleshanov and M. Roos

S u m m a r y

A wide-band electrometer for carrying out investigations in biophysics is described. The current-to-voltage conversion is performed by a high-resistivity resistor ($10^{10} \Omega$) in the narrow band of frequencies (from 0 to 0.5 Hz) and by a 1 pF capacitor in the wide band of frequencies (from 5 to 4000 Hz). The accuracy of this electrometer is 1%, current-sensitivity is $4 \cdot 10^{-15}$ A in the low band and $8 \cdot 10^{-13}$ A in the wide band of frequencies.

The input stage of this electrometer (the input transistor, the high-resistivity resistor and the 1 pF capacitor) is designed as a probe.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНОЙ РАЗНОСТИ ПОТЕНЦИАЛОВ
НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ И ПОКРЫТИЙ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ
В ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

М.Э. Роос, О.В. Сакс

Контактная разность потенциалов (КРП) оказывает разностороннее влияние на характеристики электрометрических входных устройств:

- вносит вклад в такие технические характеристики, как временная и температурная нестабильность емкостных преобразователей (динамические конденсаторы, модуляторы электростатического поля) и электрометрических ламп /1, 2, 3/;

- является одной из причин смещения нуля у электрометрических механических вольтметров и электрометров /2/;

- является источником помех в случае вибрации деталей входной цепи /1/, а также в коммутационных устройствах с подвижными контактами /4, 5/;

- способствует появлению паразитного тока при наличии ионизирующего излучения /1, 2/;

- вносит вклад в флуктуационные помехи со спектром $1/f$ (адсорбционно-десорбционные шумы) /6, 7/;

- неоднородность распределения КРП по поверхностям электростатических анализаторов может ухудшать разрешающую способность у различных спектральных приборов (спектрометры легких аэроионов /8/, фотоэлектронные спектрометры /9/ и др.).

Согласно теории /3/, КРП представляет собой разность работ выхода:

$$U_{кр} = \varphi_2 - \varphi_1, \quad (I)$$

где $U_{кр}$ - контактная разность потенциалов;

φ_1 и φ_2 - работы выхода несоприкасающихся тел.

Как следует из формулы (I), стабильная КРП реализуется при стабильных значениях работ выхода φ_1 и φ_2 , а также при одинаковых изменениях φ_1 и φ_2 под действием физико-химиче-

ских факторов /1/. На практике проще реализовать последний вариант: следует выбрать технологию, обеспечивающую максимальную идентичность и однородность физико-химических свойств рабочих поверхностей. В таком случае теоретически можно ожидать, что φ_1 и φ_2 изменятся в одном и том же направлении на одинаковую величину. На практике данная идея реализуется лишь приблизительно. Объясняется это тем, что реальные поверхности обработанных металлов представляют собой чаще всего неоднородные сложные системы соприкасающихся фаз "поликристалл - оксид - адсорбированные слои молекул - газ". К ним добавляются неоднородности за счет загрязнений органическими и неорганическими веществами (следы промывки, жир от пальцев и др.). Такие системы недостаточно изучены с точки зрения, представляющей интерес для электрометрии. Имеющиеся публикации посвящены главным образом проблемам технологии электронных ламп /3/ и динамических конденсаторов /1, 10-12/.

В данной работе определялась КРП (относительно золота) различных металлов и покрытий, используемых для изготовления деталей электрометрических входных устройств. Исследованные образцы представляли собой пластины размерами $30 \times 30 \text{ мм}^2$, по две пластины из каждого металла, вырезанные из разных мест большого листа металла. КРП измерялась методом вибрирующего зонда /3/ в девяти точках каждой пластины по схеме рис. 1.

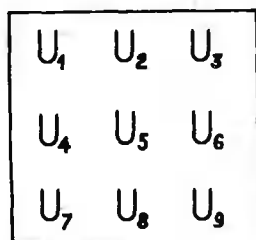


Рис. 1. Последовательность измерения КРП на пластине.

Среднее значение КРП для каждого металла вычислялось как арифметическое среднее по измеренным точкам двух пластин:

$$\bar{U}_{кр} = \frac{1}{18} \sum_{i=1}^{18} U_i$$

Площадь рабочей поверхности вибрирующего зонда составляла $0,38 \pm 0,02 \text{ см}^2$ (диаметр около 0,7 см). Она представляла собой полированную стальную плоскость, покрытую золотом марки ЗЛ 999,9 методом катодного распыления. КРП измерялась с погрешностью $\pm 1 \text{ мВ}$.

Средние значения КРП приведены в таблице. Там же даны минимальное и максимальное значения КРП, а также их разности для каждого металла. Численные значения, приведенные в таблице, следует рассматривать как иллюстративный материал и ориентировочные данные для оценки порядка величины КРП и ее неоднородностей, которые могут иметь место во входных устройствах электрометров и других приборов.

Таблица

Наименование материала	Марка	КРП относительно золота, мВ			
		$\bar{u}_{кр}$	мини-мальная	максимальная	наибольшая разность
Низкоуглеродистая сталь обыкновенного качества	Ст0-3	290	257	329	72
Углеродистая сталь	У7	261	249	281	32
Пермаллой	Н50	243	216	263	47
Нержавеющая сталь	X18H9T	299	272	335	63
Алюминий	АД-1	1190	1170	1201	31
Латунь	Л-62	127	117	141	24
Медь	М	118	102	149	47
Никель электролитический		501	431	596	165
Хром электролитический		419	336	492	156
Золото на нержавеющей стали, нанесенное катодным распылением	Зл 999,9 0	-13,7	10,3		24

Результаты исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. При изготовлении деталей из металла одной марки КРП между отдельными участками деталей редко превышает 100 мВ, чаще всего она составляет несколько десятков милливольт.
2. КРП между деталями из стали разных марок, как правило, не превышает нескольких десятков милливольт.
3. Детали, изготовленные из разных металлов, или детали с разными металлическими покрытиями могут иметь КРП порядка нескольких сот милливольт, а некоторые пары - до вольта (как, например, пары, состоящие из алюминия, с одной сторо-

ны, и стали, латуни, золота и прочее, с другой).

4. Не рекомендуется применение электролитических покрытий никеля и хрома в электрометрических входных устройствах из-за большой неоднородности КРП.

5. Для обеспечения минимальной напряженности электрического поля между деталями входной цепи целесообразно их изготавливать из нержавеющей стали, например, Х18Н9Т, Х18Н10Т, пермаллой и др.

Литература

1. Сакс О.В. Собственные помехи преобразователя с динамическим конденсатором // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1977. - Вып. 443. - С. 99-138.
2. Илюкович А.М. Техника электрометрии. - М.: Энергия, 1976. - 400 с.
3. Царев Б.М. Контактная разность потенциалов. - М.-Л.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1949. - 172 с.
4. Полонников Д.Е. Электронные усилители автоматических компенсаторов. - М.: Физматгиз, 1960. - 335 с.
5. Сакс О.В., Шуличенко Е.И. О применимости магнитоуправляемых и игольчатых контактов в электрометрических устройствах // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 140-148.
6. Хяммалов Д.А. О фликкер-шумах адсорбционных процессов на поверхности // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1984. - Вып. 669. - С. 85-93.
7. Хяммалов Д.А. Влияние поверхностных явлений на дрейф и токовые помехи электрометра // Теорет. пробл. электрометрии: Тез. докл. Всесоюз. н.-т. семин. - Тарту, 1985. - С. 46-50.
8. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1967. - Вып. 195. - 232 с.
9. Сакс О.В., Виллем Н.В., Виллем Я.Я. Электрометрические измерения в фотоионизационном эксперименте // Теорет. проблемы электрометрии: Тез. докл. Всесоюз. н.-т. семин. - Тарту, 1985. - С. 80-83.
10. Сакс О.В. Емкостный вибропреобразователь ДК-62 для электрометрических усилителей // Измер. техника. - 1966. - № 3. - С. 51-53.

11. Шуклин К.С. Опыт создания специальных элементов и узлов для входных цепей электрометров // Тр. ВНИИ физ.-техн. и радио-техн. измерений. - М., 1970. - Вып. I (31). - Ч. I. - С. 166-206.
12. Абраков Г.И., Савичев Л.М. Опыт изготовления динамических конденсаторов с дрейфом нуля менее 100 мкВ в сутки // Тр. ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. изм. - М., 1973. - Вып. 10 (40). - С. 5-9.

INVESTIGATION OF CONTACT POTENTIAL
OF SOME METALS AND COATINGS USED IN
ELECTROMETRICAL INPUT ARRANGEMENTS

M. Roos and O. Saks

S u m m a r y

Contact potential proves to be a source of different kinds of noises in electrometrical input arrangements.

The results of the experimental study show that when the details are made of the same metal the contact potential seldom exceeds 100mV, more often it exceeds some tens of mV.

Application of nickel and chrome coatings is not recommended because of the considerable unevenness of contact potential. It is suggested that the details of the electrometrical input arrangements should be made of stainless steel.

ОПЫТ ЗОЛОЧЕНИЯ ПЛАСТИН ДИНАМИЧЕСКИХ КОНДЕНСАТОРОВ МЕТОДОМ КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ

О.В. Сакс

Одной из основных технических характеристик качества динамического конденсатора (ДК) является нестабильность контактной разности потенциалов (КРП). Наилучшие образцы ДК обладают дрейфом КРП 10–15 мкВ/ч и (или) 50–100 мкВ за сутки /1-7/ при постоянной температуре. Температурная нестабильность КРП у таких ДК составляет обычно 10–25 мкВ/К.

Во всех случаях для стабилизации КРП прибегают к технологиям, обеспечивающим максимальную идентичность и неизменность во времени рабочих поверхностей пластин ДК /8/. Одной из таких технологий является одновременное золочение комплекта пластин ДК в вакууме.

Термическое напыление золота на пластины ДК в высоком вакууме впервые было применено Палевским /1/. В 1960–63 гг. автором настоящей статьи был проведен ряд экспериментов по созданию наиболее производительного метода обработки пластин ДК. Например, электролитическое никелирование и золочение, а также использование нержавеющей стали без покрытия (марки Х18Н9Т), обеспечивали дрейф КРП около 1 мВ за 24 ч. Вакуумные методы золочения – испарение и катодное распыление – в опытах автора давали приблизительно одинаковые результаты: дрейф не более 0,2 мВ за 24 ч у 50–60% изготовленных образцов. Возможность обеспечения золочения по методу катодного распыления таких же малых дрейфов КРП, как и вакуумным испарением золота, явилась новым фактом, имеющим научно-техническое значение.

Метод катодного распыления имеет несколько преимуществ по сравнению с испарением золота в высоком вакууме:

1. Нужная степень вакуума 1–10 Па достигается в установках распыления значительно быстрее (за несколько минут), чем высокий вакуум для испарения 10^{-3} – 10^{-4} Па (за час и более). При этом, как правило, установки катодного распыления проще в обращении и дешевле.

2. Опытным путем автором установлено, что затраты труда

на предварительную очистку пластин ДК в этом случае меньше, чем при вакуумном испарении. Перед катодным распылением достаточно провести очистку пластин несколькими тампонами ваты, смоченными спиртом. Дополнительная очистка происходит в процессе катодного распыления при тлеющем газовом разряде.

3. Пленки, полученные катодным распылением, значительно прочнее сцепляются с подложками, обладают более однородной структурой и менее подвержены структурным изменениям /9/.

4. Золото является единственным металлом, образующим пленки хорошего качества и при разряде в воздухе /10/. Это происходит главным образом вследствие неустойчивости его окислов (катодное распыление большинства металлов происходит обычно при тлеющем разряде в атмосфере аргона).

Во всех опытах автором была использована стандартная установка вакуумного распыления типа УВР-2. Производительность установки зависит от геометрической площади распыляемого электрода и от количества деталей ДК, размещенных по обе стороны от распыляющего электрода. Так, например, при электроде с диаметром 120 мм можно напылять одновременно 12 пластин ДК-64 /4/ (по 6 пластин с каждой стороны). Напыление производится при собранных узлах ДК. Схема расположения электрода и напыляемых деталей приведена на рис. 1.

Опытным путем найдены оптимальное расстояние напыляемых пластин от электрода - около 35 мм, и суммарный ток тлеющего разряда - 20-25 мА. При этом достаточна длительность распыления 30-45 минут. За это время на пластинах ДК образуется зеркальная пленка цвета чистого золота толщиной примерно 20-30 нм. Вместе с подготовительными операциями один цикл напыления занимает около часа времени.

КРП в пределах ± 10 мВ и минимальный ее дрейф устанавливаются не сразу после золочения и герметизации ДК, а в процессе старения преобразователя. Процесс старения протекает быстрее при периодическом изменении температуры ДК (активное старение). Например, автор проводил старение ДК в течение одной-двух недель, выдерживая их в течение 8-12 часов в сутки в термостате при температуре $+50^{\circ}\text{C}$, остальное время - при комнатной температуре. Автором применялись и другие режимы старения /3/, например: 24 часа при $+50^{\circ}\text{C}$ и после этого столько же времени при 0°C , повторяя такие циклы в течение одной-двух недель. Однако в результатах разницы практически нет.

Многолетний опыт работы с ДК автора и его коллег /3, 4,

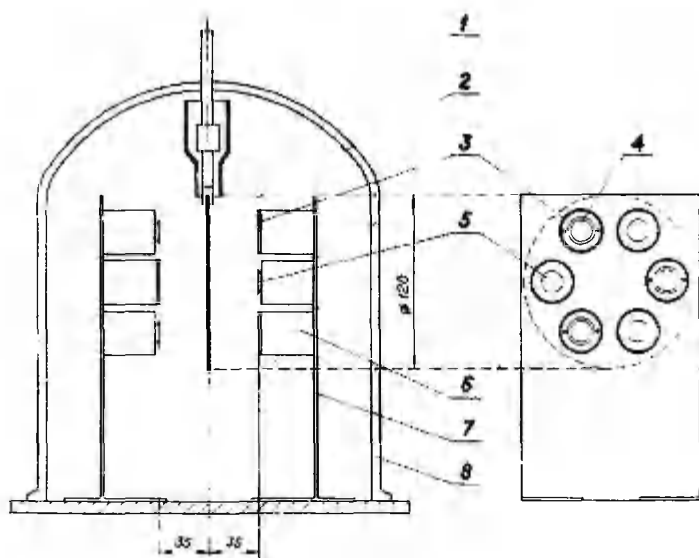


Рис. 1. Схема расположения электрода и напыляемых деталей под вакуумным колпаком: 1 - ввод высокого напряжения; 2 - распыляемый электрод; 3 - собранный узел ДК; 4 и 5 - напыляемые пластины ДК; 6 - цилиндрические держатели узлов ДК; 7 - стойка; 8 - вакуумный колпак.

7/ показывает, что после золочения и активного старения по вышеописанной технологии получено около 30% ДК с дрейфом КРП не более 0,1 мВ/24 ч и около 60% с дрейфом не более 0,2 мВ/24 ч. Динамические конденсаторы, дрейф которых превышает норму (например, 0,2 мВ/24 ч), можно ввести в норму повторным золочением. Для этого пластины ДК освобождают от прежнего слоя золота и слегка отполировывают заново.

На рис. 2 приведены гистограммы распределения динамических конденсаторов ДК-62 /3/ по уровню КРП (гистограммы а и в) и по нестабильности КРП за 24 ч (гистограммы б и г). Числа над столбцами указывают количество ДК (n_i) в каждом интервале. Через w_i обозначена частота в процентах, определяемая как

$$w_i = \frac{n_i}{N} \cdot 100 \%,$$

где n_i - количество ДК в i -том интервале, N - общее количество исследованных ДК. Гистограммы а и б соответствуют первой партии экспериментальных образцов ДК-62, изготовленных автором в 1963 г. Данные образцы (19 шт.) были позолочены методом катодного распыления и состарены по методике, описанной выше. Гистограммы в и г составлены по данным, полученным в 1964 г. при выпуске первой опытной партии ДК-62 (158 шт.) в Дзержинском филиале Опытного-конструкторского бюро автоматики (ОКБА). Эти ДК также были позолочены методом катодного распыления и состарены, однако их сборка проводилась в производственных (цеховых) условиях, где нередко концентрация агрессивных газов и паров в воздухе весьма ощутима.

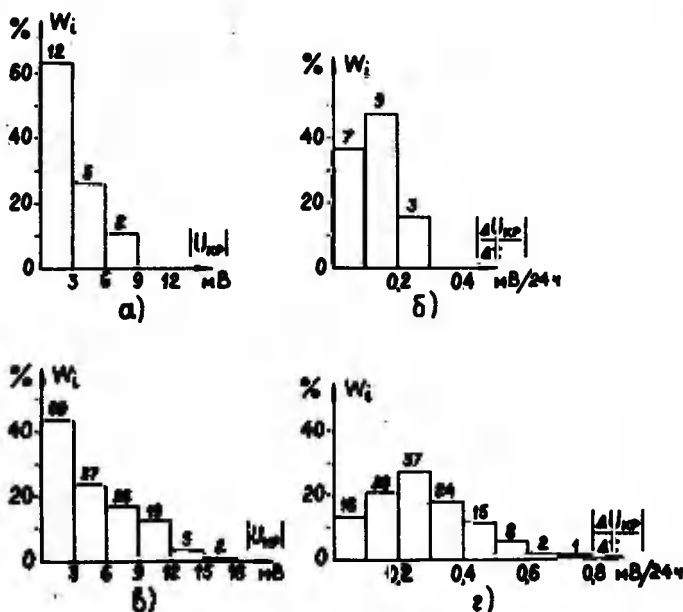


Рис. 2. Гистограммы распределения ДК-62 по уровню КРП (а и в) и по нестабильности КРП за 24 ч (б и г).

По гистограмме б видно, что 36,8% исследованных образцов имели дрейф не более 0,1 мВ/24 ч, тогда как по гистограмме г 34,5% образцов дали дрейф не более 0,2 мВ/24 ч, т.е. сравнимые между собой процентуальные части конденсаторов, собранных в разных условиях, отличались по дрейфу КРП в два ра-

за. Обратим внимание на гистограммы а и в. По гистограмме а 63,2% из исследованных ДК-62, собранных в лабораторных условиях, имеют уровень КРП в интервале 0-3 мВ, а по гистограмме в примерно такая же часть (67,1%) имеет уровень КРП в интервале 0-6 мВ. Сравнение гистограмм а и в, с одной стороны, и гистограмм б и г, с другой, позволяет сделать вывод, что ДК с меньшим уровнем КРП имеют меньший дрейф. К аналогичному выводу пришли и авторы работ /5, 6/. Однако следует подчеркнуть, что данный вывод имеет статистический характер, т.е. не исключено, что в отдельных случаях ДК с относительно большой КРП имеет малый дрейф. В своей практике автор встречал немало таких примеров. Кроме того, например, по данным фирмы Electronic Instruments Ltd динамический конденсатор типа "Vibron" С, дрейф которого не превышает 0,1 мВ/24 ч, может иметь КРП до 20 мВ.

Многолетний опыт применения катодного распыления золота при изготовлении ДК показывает, что оно является надежным методом обеспечения стабильного уровня КРП на протяжении многих лет /II/. В настоящее время этот метод позволяет изготовить ДК с электростатическим возбуждением /7/, обладающие температурным дрейфом КРП 10-15 мкВ/К и временным дрейфом не более 15 мкВ/ч.

Литература

1. Palevsky H., Swank R.K., Crenchik R. Design of dynamic condenser electrometers // Rev. Sci. Instruments. - 1947, N 5. - P. 298-314.
2. Nie A.G. Measuring currents down to 10^{-17} A with a low noise level by means of a dynamic capacitor electrometer // IEEE International Convention Record. - 1967. - Vol. 15, N 8. - P. 59-65.
3. Сакс О.В. Емкостный вибропреобразователь ДК-62 для электрических усилителей // Измерительная техника. - 1966. - № 3. - С. 51-53.
4. Сакс О.В., Мадисе Т.В. Динамический конденсатор ДК-64Т // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1969. - № 239. - С. 106-121.

5. Абраков Г.И., Савичева Л.М. Опыт изготовления динамических конденсаторов с дрейфом нуля менее 100 мкВ в сутки // Тр. ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений. - М., 1973. - Вып. 10 (40). - с. 5-9.
6. Райков В.В., Ходак Г.И., Шуклин К.С. Статистический анализ некоторых характеристик серийно выпускаемых динамических конденсаторов // Тр. ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений. - М., 1973. - Вып. 10 (40). - С. 14-17.
7. Сакс О.В., Хяммалов Ю.А., Шор В.Г. Динамический конденсатор с электростатическим возбуждением ДК-79 // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1980. - Вып 534. - С. 37-44.
8. Роос М.Э., Сакс О.В. Исследование контактной разности потенциалов некоторых металлов и покрытий, используемых в электрометрических входных устройствах. См. наст. сб., с. 164-168.
9. Плешивцев Н.В. Катодное распыление. - М.: Атомиздат, 1968. - 344 с.
10. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. - 608 с.
11. Сакс О.В. Собственные помехи преобразователя с динамическим конденсатором // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1977. - Вып. 443. - С. 99-138.

THE EXPERIENCE OF GILDING PLATES OF THE VIBRATING CAPACITORS BY MEANS OF CATHODE SPUTTERING OF GOLD

O. Saks

S u m m a r y

Cathode sputtering of gold has been applied by the author since 1962, for covering plates of the vibrating capacitors. This method guarantees high stability of the contact potential. The drifts do not exceed 15 μ V per hour and also per kelvin.

РОЛЬ ДРЕЙФА В ОБРАЗОВАНИИ НЕЦЕЛОГО ПОКАЗАТЕЛЯ СТЕПЕНИ ЧАСТОТЫ В ИЗМЕРЕНИЯХ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ 1/f-ФЛУКТУАЦИЙ

Ю.А. Хяммалов

Одной из характеристик случайных флуктуационных процессов является их спектральная плотность и ее зависимость от частоты. Зависимость измеряемой спектральной плотности 1/f-флуктуационных процессов от частоты f очень часто аппроксимируется следующим выражением:

$$S(f) = \frac{C_0}{f^\gamma}, \quad (I)$$

где C_0 - множитель, характеризующий интенсивность флуктуационного процесса;

γ - показатель степени, причем $\gamma \approx 1$.

В экспериментальных исследованиях 1/f-флуктуаций значение $\gamma = 1$ редко когда достижимо. В разных измерениях получается значение γ где-то вблизи единицы, например, в работе /1/ приводятся следующие пределы значений γ : $0,8 \leq \gamma \leq 1,4$.

То обстоятельство, что во многих измерениях обнаружено, что $\gamma \neq 1$, является интригующим моментом в исследованиях 1/f-флуктуаций. Любопытно отметить, что в разное время исследователи мало интересовались выявлением причин возникновения нецелого показателя степени γ 1/f-флуктуаций.

При представлении спектральной плотности 1/f-флуктуаций в виде (I) $\gamma \neq 1$ может возникать вследствие нестационарности флуктуационного процесса. Дело в том, что спектральная плотность 1/f-флуктуаций обычно измеряется методами исследования стационарных процессов, хотя вопрос о стационарности или нестационарности этих флуктуаций до настоящего времени не решен. Вопрос нестационарности 1/f-флуктуационных процессов заключается в том, что во время снятия спектра процесс немного изменяется. В таком случае мы должны предположить непостоянство множителя C_0 во времени, и, имея в виду сохранение размерности, соотношение (I) записать в следующем виде:

$$S(f) = \frac{C_e(t)}{f} \quad (2)$$

Имеются экспериментальные работы, показывающие нестационарный характер I/f -флуктуаций: изменяется уровень флуктуаций и значение γ во времени. Прежде всего здесь нужно обратить внимание на работу /2/, где исследовалась нестабильность полевого эмиссионного тока микропроектора, вызванного миграцией адсорбированных молекул на поверхности катода. В разные моменты времени изменения эмиссионного тока проводились и измерения спектральной плотности флуктуаций тока в диапазоне частот от 5 до 500 Гц. Спектральная плотность флуктуации тока имеет I/f характер, причем сама спектральная плотность, а также значение γ со временем изменяются.

В работе /3/ обнаружено уменьшение уровня I/f -флуктуаций и показателя степени γ во времени. Исследовались тонкие металлические пленки.

В данной работе делается попытка показать, что процесс эволюционного дрейфа, как нестационарный процесс, является причиной образования показателя степени γ , не равнявшегося строго единице.

На основе эволюционного механизма возникновения I/f -флуктуаций, который был предложен в работе /4/, можно сказать, что процессы, вызывающие флуктуации типа I/f , всегда нестационарны. Лишь в бесконечно длительном времени эволюции или с выходом спектральной плотности на какой-нибудь низкой частоте на плато, процессы, вызывающие I/f -флуктуаций превращаются в стационарные. Как известно, эволюционный механизм возникновения I/f -флуктуаций в работе /4/ рассматривался на основе широкого распределения времен релаксации. Была рассмотрена система, состоящая из множества подсистем, которые все в начальный момент времени находятся в состоянии с временем релаксации τ_0 и энтропией H_0 . По мере истечения времени подсистемы случайным образом переходят в другие состояния с временами релаксации $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_j, \dots$ и с энтропиями $H_1, H_2, \dots, H_j, \dots$, причем выполняется условие $\tau_1 < \tau_2 < \dots < \tau_j < \dots$ и $H_1 > H_2 > \dots > H_j > \dots$. В такой системе переходы из одного состояния в другие сопровождаются флуктуациями со спектральной плотностью, пропорциональной к I/f . Такие переходы из одного состояния в другие должны сопровождаться и энергетическим дрейфом. Этот вопрос в тео-

ретическом плане изучался в работах /5, 6/.

В такой нестационарной системе дрейф определяется следующим выражением /5/:

$$D = \Delta N (\ln \tau_b - \ln t - C), \quad (3)$$

где $\Delta N = \Delta N_1 + \Delta N_2 + \dots + \Delta N_n$ - сумма изменения числа подсистем в состояниях с временами релаксации $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$, соответственно;
 τ_b - наибольшее время релаксации в системе;
 C - постоянная Эйлера-Маскерони ($C \approx 0,577$)

В стационарном случае изменение числа подсистем в любом состоянии τ_i в среднем постоянно и дрейф отсутствует (т.е. $\Delta N = 0$ и, следовательно, $D = 0$).

Автокорреляционная функция флуктуаций в стационарном случае ($R_{cm}(s)$) на основе работ /5, 6/ может быть представлена в виде:

$$R_{cm}(s) = \overline{\Delta N^2} (\ln \tau_b - \ln s - C), \quad (4)$$

где $\overline{\Delta N^2} = \overline{\Delta N_1^2} + \overline{\Delta N_2^2} + \dots + \overline{\Delta N_n^2}$ - сумма среднеквадратических значений флуктуаций числа подсистем во всех состояниях;
 s - какой-нибудь отрезок времени.

Как известно /6/, автокорреляционная функция в виде (4) приводит собой к флуктуациям вида I/f в такой системе:

$$S_{cm}(f) = \frac{C_0}{f},$$

где $C_0 = \overline{\Delta N^2}$.

В общем случае всю эволюционирующую систему можно рассматривать состоящей из стационарной и нестационарной частей, и автокорреляционная функция всей системы определяется как

$$R(s) = R_{cm}(s) + R_{ncm}(s) = \overline{\Delta N^2}(\ln \tau_b - \ln s - C) + \overline{\Delta N_n^2}(\ln \tau_b - \ln t - C)^2 \times \\ \times (\ln \tau_b - \ln s - C) = \overline{\Delta N^2}(\ln \tau_b - \ln s - C) \left[1 + \frac{\overline{\Delta N_n^2}}{\overline{\Delta N^2}} (\ln \tau_b - \ln t - C)^2 \right], \quad (5)$$

где $\overline{\Delta N_n^2}$ - сумма среднеквадратических значений нестационарных флуктуаций во всех состояниях;

$R_{ncm}(s)$ - автокорреляционная функция нестационарных флуктуаций.

После вычисления среднего значения $(\ln \tau_b - \ln t - C)^2$ и используя выражение (4), выражение (5) можно привести к виду

$$R(s) = R_{cm}(s) \cdot Q(t), \quad (6)$$

где

$$Q(t) = 1 + \varepsilon \left(\ln^2 \frac{\tau'_b}{t} - \ln \frac{\tau'_b}{t} + 2 \right), \quad (7)$$

$$\varepsilon = \overline{\Delta N_n^2} / \overline{\Delta N^2} \quad \text{и} \quad \tau'_b = \tau_b / e^C.$$

Множитель $Q(t)$ может быть представлен и в ином виде:

$$Q(t) = (1 + \varepsilon \alpha) (1 - \varepsilon_1 \ln t + \varepsilon_2 \ln^2 t), \quad (7')$$

$$\text{где} \quad \alpha = \ln^2 \tau'_b - 2 \ln \tau'_b + 2, \quad \varepsilon_1 = \frac{2 \varepsilon}{1 + \varepsilon \alpha},$$

$$\varepsilon_2 = \ln \tau'_b - 1, \quad \varepsilon_2 = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon \alpha}.$$

Следовательно, спектральная плотность нестационарного процесса с автокорреляционной функцией (6) имеет вид:

$$S(f) = \frac{C_0}{f} \cdot Q(t). \quad (8)$$

Множитель $Q(t)$ приводит к искажению чистой $1/f$ спектральной плотности в зависимости от времени t снятия спектра и косвенно от времени эволюции данного флуктуационного про-

цесса, определяемого значением величины ϵ .

В любой момент времени t спектральная плотность по ансамблю I/f -флуктуационного процесса подчиняется чистой I/f закономерности. Но, так как измерения спектральной плотности по ансамблю практически чрезвычайно трудно провести, то, согласно эргодической гипотезе, подобные спектральные плотности измеряются по одной реализации в течение какого-то конечного времени. Поэтому изменение вероятностных характеристик флуктуационного процесса во времени сказывается как нестационарность - в данном случае согласно выражению (8). Это приводит к тому, что от начального момента измерения до конечного спектральная плотность находится в каких-то пределах, как показано на рис. I, с определенными значениями величин τ'_2 и ϵ и времени t .

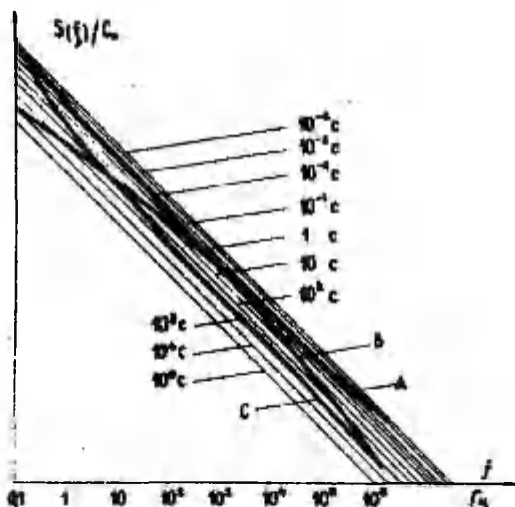


Рис. I. Зависимость спектральной плотности от частоты по выражению (8): диапазон частот $0,1-10^6$ Гц; времена измерения от 10^{-4} до 10^5 с; $\tau'_2 = 10^5$ с; $\epsilon = 0,1$.

При измерениях спектральной плотности по одной реализации точки измерения находятся в зависимости от метода и специфики измерения на какой-нибудь кривой, которая может иногда принимать и прямолинейный вид. Это сильно зависит от характера связи между временем t и частотами f , на которых измеряется спектральная плотность.

В первоначальном приближении можно предположить, что между временем t снятия спектра и частотами f существует либо линейная, либо обратно пропорциональная связь:

$$t = \frac{\alpha}{f}, \quad (9)$$

$$t = \beta \cdot f, \quad (10)$$

где α и β являются коэффициентами пропорциональности. Видно, что в первом случае (соотношение (9)) измерение спектра производится начиная с более высоких частот в сторону более низких, а во втором случае (соотношение (10)), наоборот, - в сторону повышения частоты. На рис. I приведены кривые спектральной плотности, соответствующие зависимости (9) (кривая А) и (10) (кривая В). Иногда, например, в случае последовательного анализа методом фильтрации при измерениях с повышением частоты со временем, соотношение (10) не совсем хорошо удовлетворяется, т.к. при более низких частотах требуются и более длительные времена измерения. Поэтому в данном случае нужно предположить иную зависимость между временем t и частотой f : например, $t = t_0 - \frac{\lambda}{f}$ или даже $t \sim \ln f$ (t_0 и λ являются постоянными множителями, определяемыми характером измерения). Такому измерению соответствует кривая С на рис. I.

Безусловно, в общем случае процесс измерения спектральной плотности во времени может отличаться от того, который представлен соотношениями (9) и (10), и, соответственно, кривыми А и В, а также С на рис. I. Однако область нахождения измеряемых значений спектральной плотности ограничена временем измерения t и степенью эволюции данного флуктуационного процесса (величина ε). Поэтому всегда с определенной точностью применима линейная аппроксимация. Она оправдана особенно при малых значениях ε , где можно использовать известное разложение в ряд

$$\theta^x = 1 + \frac{x \ln \theta}{1!} + \frac{x^2 \ln^2 \theta}{2!} + \dots$$

и, имея в виду соотношения (9) и (10), для множителя $Q(t)$ можно написать приближенные выражения

$$Q \approx (1 + \varepsilon \alpha) \left(\frac{f}{\alpha} \right)^{\varepsilon'} = \frac{1 + \varepsilon \alpha}{\alpha^{\varepsilon'}} \cdot f^{\varepsilon'} \quad (II)$$

и

$$Q \approx (1 + \varepsilon \alpha) (\beta \cdot f)^{-\varepsilon'} = \frac{1 + \varepsilon \alpha}{\beta^{\varepsilon'}} \cdot f^{-\varepsilon'}, \quad (I2)$$

где $\varepsilon' \approx \varepsilon_1$.

Выражение (II) соответствует случаю, где спектральная плотность измеряется при понижении частоты. В таком случае, подставляя (II) в (8), получается

$$S(f) = \frac{C'_0}{f^{1-\varepsilon'}}, \quad (I3)$$

где $C'_0 = C_0 \cdot \frac{1 + \varepsilon \alpha}{\alpha^{\varepsilon'}}$, и, следовательно, показатель частоты меньше единицы.

В другом случае выражение (I2) соответствует измерению спектральной плотности путем повышения частоты

$$S(f) = \frac{C''_0}{f^{1+\varepsilon'}}, \quad (I4)$$

где $C''_0 = C_0 \cdot \frac{1 + \varepsilon \alpha}{\beta^{\varepsilon'}}$, и, следовательно, характеризуется показателем частоты большим, чем единица.

Из литературных источников, где представлены графически спектральные плотности $1/f$ -флуктуаций в логарифмическом масштабе, можно проследить довольно хорошую линейность размещения измеряемых точек при значениях γ близких к единице, например, в работах: /7/ $\gamma = 1,03$, /8/ $\gamma = 1,05$. Зато при больших значениях γ наблюдается криволинейное расположение измеряемых точек (как и ожидается на основе рис. I), или их расположение является хаотическим, которое обычно аппроксимируется прямой, согласно соотношению (I), например, в работах: /9/ $\gamma = 1,28$ и $\gamma = 1,17$, /10/ $\gamma > 1,2$. Особенно ценны в этом случае работы, в которых прослеживается криволинейный тренд многих измерений, например, работа /II/. В этой связи в работе /I2/ отмечается, что на более низких частотах спектральная плотность 22 измерений имела более резкий наклон, чем на более высоких частотах в диапазоне частот 0,1–5000 Гц; во всем диапазоне частот $\gamma = 1,1$ с повышением при-

близительно на 0,06 на декаду частоты.

Таким образом, не нарушая требования размерности, выражение (I), а также выражения (I3) и (I4) с нецелым показателем степени частоты отражают нестационарный характер I/f -флуктуационных процессов, измеряемых обычно методами исследования стационарных процессов.

Литература

1. Wolf D. $1/f$ noise // Noise in Phys. Syst., Proc 5th Int. Conf. - Bad Nauheim, 1978. - P. 122-133.
2. Yamamoto S., Saitou N., Fukuhara S. Field emission current instability induced by migrating atoms on W(310) surface. // Surface Science. - 1978. - Vol. 71, N 1. - P. 191-198.
3. Fleetwood D.M., Giordano N. Effect of strain on the $1/f$ noise of metal films // Phys. Rev. B: Condens. Matter. - 1983. - Vol. 28, N 6. - P. 3625-3627.
4. Хяммалов Д.А. Об эволюционном механизме возникновения I/f -флуктуаций // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1985. - Вып. 707. - С. 123-131.
5. Хяммалов Д.А. Влияние поверхностных явлений на дрейф и паразитный ток электрометра // Теоретические проблемы электротехники: Тез. докл. Всесоюз. н.-т. сем. - Тарту, 1985. - С. 46-49.
6. Хяммалов Д.А. Определение автокорреляционной функции I/f -флуктуаций // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1987. - Вып. 755. - С. 159-165.
7. Eberhard J.W., Horn P.M. Temperature dependence of $1/f$ noise in silver and copper // Phys. Rev. Lett. - 1977. - Vol. 39, N 10. - P. 643-646.
8. Dutta P., Eberhard J.W., Horn P.M. $1/f$ noise in copper whiskers // Solid State Commun. - 1977. - Vol. 21, N 7. - P. 679-681.
9. Бахтизин Р.З., Гоц С.С., Ильясов Р.Г. Фликкер-шум германиевых эмиттеров с атомарно-чистой поверхностью // Поверхность. - 1984. - № 4. - С. 54-61.
10. Hooge F.N., Gaal J.L.M. Fluctuations with a $1/f$ spectrum in the conductance of ionic solutions and in the voltage of concentration cells // Philips Res. Repts. - 1971. - Vol. 26, N 2. - P. 77-90.

- II. Дьяконов М.Н. и др. Исследование связи спектральных характеристик фликкерных флуктуаций проводимости с деградационными процессами в конденсаторе. - Л., 1983. - 12 с. - (Препринт / Ин-т ядерн. физики; 884).
12. Mantese J.V. et al. Excess low frequency conduction noise in a granular composite // Solid State Commun. - 1981. - Vol. 37, N 4. - P. 353-357.

THE ROLE OF THE DRIFT IN RISING OF A NONINTEGRAL
POWER OF FREQUENCY IN SPECTRAL DENSITY
MEASUREMENTS OF $1/f$ -FLUCTUATIONS

J. Hämmälöv

S u m m a r y

In $1/f$ -fluctuation measurements very often the spectral density dependence upon the frequency is approximated by an expression where the power of frequency is not exactly equal to one but slightly differs from it. In this paper it has been shown that the reason of it lies in the nonstationary evolutionary drift which is intrinsically characteristic of fluctuation processes of the $1/f$ type.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СТРИМЕРА ПО ДАННЫМ
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ. А.Я.Хальсте //
Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. -
С. - 7-26.

С помощью фотоэлектронных умножителей типа ФЭУ-87 и стробоскопического осциллографа типа С7-5 исследован неравновесный стример в воздушном промежутке острие-плоскость длиной 20 мм. Пространственно-временное распределение интенсивности излучения и ток проводимости стримера использованы для вычисления основных характеристик канала стримера - напряженности электрического поля, концентрации электронов и нейтральных частиц, радиуса и температуры канала. По результатам работы сделан вывод, что пространственно-временное распределение напряженности поля E/n , вычисленное без учета дрейфового потока электронов, отражает реальные условия во вторичном стримере качественно правильно, причем относительная ошибка E/n не превышает 40%. Ошибка вычисления концентрации электронов n_e может достигать несколько сот процентов. Более того, выявленное нарушение непрерывности тока указывает на качественно неправильное поведение вычисленного распределения $n_e(x,t)$. Поэтому полученные значения n_e правильнее рассматривать как порядковые оценки. Вычисленный начальный радиус канала (30 мкм), максимальная температура газа (≈ 900 К) и распределение температуры вдоль стримера, максимальная концентрация электронов в первичном ($\approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$) и во вторичном ($\approx 5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$) стримере в качестве оценок весьма хорошо согласуются с последними опубликованными данными других авторов. Для получения более достоверных данных о стримере рассмотренную версию метода диагностики следует заменять новой, учитывающей дрейфовый поток электронов.

Илл. - 8. Библ. - 20. Рез. англ.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО
ВЧ РАЗРЯДА НА СМЕШАННОМ НАПРЯЖЕНИИ. С.И.Бес-
хлебный, К.Ф.Куду // Уч. зап. Тарт. ун-та.
- 1988. - Вып. 809. - С. 27-43.

В статье приведены полученные экспериментально вольт-вольтовые характеристики одноэлектродного ВЧ разряда и зависимости вероятности возникновения разряда в максимум положительного полупериода переменного напряжения в воздухе от величины и знака дополнительного постоянного потенциала на острие в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц.

На основе результатов эксперимента предлагаются две качественные модели развития предразрядных процессов в области первой критической частоты. Первая модель - для частот ниже критической, вторая - для частот выше критической.

Илл. - 8. Табл. - 1. Библ. - 19. Рез. англ.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО
ВЧ РАЗРЯДА ПРИ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ. С.И.Бесхлеб-
ный, К.Ф. Куду // Уч. зап. Тарт. ун-та. -
1988. - Вып. 809. - С. 44-54.

В работе описана методика измерения времени формирования предразрядных процессов.

Представлены экспериментальные зависимости времени формирования предразрядных процессов и вероятности возникновения одноэлектродного ВЧ разряда в положительный полупериод переменного напряжения в воздухе от величины перенапряжения на острие в диапазоне частот 0,15-1,5 МГц.

На основании изложенных ранее двух моделей формирования предразрядных процессов в области первой критической частоты дано объяснение полученным экспериментальным результатам.

Илл. - 7. Библ. - 15. Рез. англ.

ТОКИ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ-ПЛОСКОСТЬ В ВОЗДУХЕ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 0,03-1,0 МГц. А.А. Жуков, В.Н. Крупин, Я.И. Микицей, Н.К. Цыкун, С.И. Бесклебный // Уч. зап. Тарт. ун-та.-1988. - Вып. 809.- С. 55-63.

Экспериментально исследованы зависимости токов положительных и отрицательных ионов, выпускаемых из стандартного разрядного промежутка острие-плоскость, к которому приложено напряжение высокой частоты. Использовались платиновые острия с кончиком в виде полусферы. Измерения проводились в диапазоне частот от 0,03 до 1,0 МГц. Токи положительных ионов растут с увеличением величины напряжения высокой частоты по показательному закону. Токи отрицательных ионов имеют три характерные области возрастания. Приводятся зависимости токов положительных и отрицательных ионов от частоты при неизменной величине приложенного высокочастотного напряжения.

Илл. - 5. Табл. - 3. Библ. - 6. Рез. англ.

КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ В ТРОПОСФЕРЕ. Я.И. Сальм, А.М. Лутс // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 64-70.

Разработана более совершенная модель кинетики образования отрицательных аэроионов реальной тропосферы, чем в известных работах. Соответственная система решена до возраста аэроионов порядка 100 с и выполнены вычислительные эксперименты с варьированием концентрации воды и некоторых малых составляющих воздуха.

Илл. - I. Библ. - II. Рез. англ.

УДК 551.594.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПИРИДИНА И НЕКОТОРЫХ ЕГО ГОМОЛОГОВ НА
СПЕКТР ПОДВИЖНОСТИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ.
Т.М. Парте, Я.И. Сальм // Уч. зап. Тарт. ун-та. -
1988. - Вып. 809. - С. 71-78.

Пиридин и метилзамещенные пиридины (пиколины, лутидины, коллидины) являются естественными примесями воздуха, как природного, так и антропогенного характера. Экспериментальные результаты свидетельствуют о сильном влиянии этих примесей на спектр подвижности положительных легких аэроионов. Спектр отрицательных легких аэроионов не изменяется. Спектрометрия подвижностей может служить хорошим индикатором наличия пиридиновых оснований в воздухе при их малых концентрациях (менее 10^{-8} мкг/м³).

Илл. - 4. Табл. - 2. Библ. - 10. Рез. англ.

УДК 551.594

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА АЭРОИОНОВ ОТ ВЕТРА ПО
ИЗМЕРЕНИЯМ В ТАХКУЗЕ В 1985 ГОДУ. У.Э.Хыр-
рак, Х.Ф. Таммет, Х.Р. Ихер, Я.И. Сальм //
Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. -
С. 79-86.

На основании наблюдений летнего периода проведен анализ зависимости спектра природных аэроионов подвижности $0,32-3,2$ см²/(В.с) от направления и скорости ветра. Отмечается изменение средних спектров зависимости от направления ветра, соответствующее расположению основных источников антропогенного загрязнения относительно наблюдательного пункта.

Илл. - 5. Библ. - 1. Рез. англ.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ПОДВИЖНОСТИ ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ
В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВ-
ЛЕНИЯ ВОЗДУХА. Я.И. Сальм, Х.Ф. Таммет, Н.Р.
Ихер, У.Э. Кыррак // Уч. зап. Тарт.ун-та. - 1988.
- Вып. 809. - С. 87-94.

На основании наблюдений годового периода проведен анализ зависимости спектра подвижности легких аэроионов от температуры и давления воздуха. Зависимость от температуры существенная. Зависимость от давления сводится к косвенному влиянию температуры.

Илл. - 3 Библ. - 6. Рез. англ.

МАЛОГАБАРИТНЫЙ АЭРОИОНОМЕТР ВЫСОКОЙ ПРЕДЕЛЬНОЙ
ПОДВИЖНОСТИ. Х.Ф. Таммет, Ф.Г. Миллер, Р.Л.
Матизен, Я.Р. Ээвель // Уч. зап. тарт. ун-та.
- 1988. - Вып. 809. - С. 95-102.

Термин "аэроионметр" используется как объединенный эквивалент терминов "счетчик аэроионов" и "измеритель электропроводности воздуха". В интересах достижения малых габаритов и конструктивной простоты датчика аэроионов выбрана плоская конструкция измерительного конденсатора. Габариты датчика - 166 x 100 x 23 мм. Лепестковая собирающая обкладка обеспечивает пониженную чувствительность к аэрозольным помехам. Подогрев изолятора обеспечивает постоянную работоспособность датчика при 100% влажности.

Дрейф нуля устраняется методом автоматической периодической коммутации напряжения измерительного конденсатора и запоминающих конденсаторов выходного сигнала. Прибор ИТ-8510 имеет два запоминающих усилителя, и с помощью периодической коммутации достигается постоянное присутствие выходного сигнала для обеих полярностей при использовании единственного датчика аэроионов.

Илл. - 4. Библ. - 5. Рез. англ.

УДК 551.508.941-142
621.3.019.3.

К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ЭКСПЛУАТАЦИОННОЙ НАДЕЖНОСТИ
АЭРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ. Р.Л. Матизен //
Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. -
С. 103-110.

Эксплуатационная надежность аэроэлектрической аппаратуры в значительной мере определяется надежностью измерительного конденсатора. Количественный расчет надежности измерительного конденсатора является важным элементом расчета его конструкции.

Рассматривается поведение частиц пыли в однородных скрещенных полях (электрическое поле напряженностью E и поле течения воздуха скоростью \vec{u}).

Получено математическое выражение зависимости частоты отказов от конструктивных параметров измерительного конденсатора, хорошо согласующееся с экспериментальными данными.

УДК 541.182.2.
551.594.13
551.508

УЧЕТ ПОГРЕШНОСТЕЙ КАЛИБРОВКИ АЭРОЗОЛЬНОГО
СПЕКТРОМЕТРА. А.А. Мирме // Уч. зап. Тарт.
ун-та - 1988. - Вып. 809. - С. III-II7.

Обсуждается возможность прямого учета всех погрешностей как при калибровке спектрометра, так и при проведении с ним измерений. На основе экспериментальных данных показано, что наряду с более правильными оценками погрешностей повышается фактическая точность самих спектров. Учет погрешностей позволяет выявить нехватку первичной информации. Делается вывод о необходимости такого учета.

Табл. - 2. Библ. - 5. Рез. англ.

УДК 551.510.42

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ ПРИ ИХ УНИПОЛЯРНОЙ ЗАРЯДКЕ В СИЛЬ-
НОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. М.Г. Ноппель // Уч. зап.
Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 118-126.

В работе путем численных вычислений изучено влияние раз-
ных исходных распределений зарядов на распределение зарядов
частиц, заряженных униполярно в сильном электрическом поле.
Показано, что в случае начальных распределений с нулевым
средним их влияние на зарядку меньше влияния флуктуаций тона
зарядки и аэрозоля в заряднике.

Илл. - 2. Библ. - 10. Рез. англ.

УДК 541.182 551.508 621.319.7

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАРЯДНИКА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ КАК
ПРИСТАВКИ К АЭРОИОМЕТРУ (СЧЕТЧИКУ АЭРОИОНОВ).
Х.Ф. Таммет // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. -
Вып. 809. - С. 127-136.

Описывается модификация метода аэрозольных измерений А.А.
Кириша и А.В. Загнитько, при котором аэрозольный электрометр
заменен на аэроиометр. В результате повышается селектив-
ность к размеру и расширяется диапазон размеров частиц. Опи-
сывается устройство зарядника-приставки и методика его ис-
пользования. Излагаются результаты экспериментальной провер-
ки метода.

Илл. - 2. Табл. - 3. Библ. - 7. Рез. англ.

УДК 614.72: 613.165.6 + 546.214.

К ПРИМЕНЕНИЮ УФ ОБЛУЧЕНИЯ В ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ. Р.Э. Приyman, Н.Б. Крупецкий, Е.Н. Бунина // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 137-142.

Проанализированы причины применения бактерицидного УФ излучения с целью профилактики в закрытых производственных помещениях. Эксперименты УФ облучения относительно незагрязненного кондиционированного воздуха показывают хороший бактерицидный эффект и 1,5-3-кратное увеличение полярной плотности заряда легких аэроионов. В условиях эксперимента за 30 мин облучения количество образовавшихся фотооксидантов (в основном озона) составляет 4 ПДК для рабочей зоны. Этот показатель, а также биологическая активность самого УФ облучения, заставляет относиться к нему с осторожностью и не соглашаться с некоторыми авторами, не обращающими внимание на отрицательные стороны УФ облучения.

УДК 621.319.7.001.541.128.

ГЕНЕРАТОР ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ ДЛЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА. Я.Д. Рейнет // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 143-146.

Описывается нейтрализатор статического электричества, в котором для нейтрализации вредных статических зарядов применяется электроаэрозоль. Нейтрализатор имеет большие преимущества по сравнению с распылителями воды, используемыми в промышленности.

Илл. - 1. На англ. яз. Рез. рус.

О НАНЕСЕНИИ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СТАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ. Л.Ю. Виснапуу, И.Б. Гусева, В.Я. Поздняков // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 147-150.

Исследована статическая электризация капель распыла полимерных композиций вязкостью 0,1-5 Па·с при диспергировании их пневматическим распылителем с центральным жидкостным соплом и периферийным газовым соплом различных диаметров. При массовом расходе полимерной композиции на основе кремний-органического каучука, равном 10 г/мин, наибольший уровень электризации распыла (50 мкКл/г) получен при газовом сопле с внутренним диаметром 8 мм и жидкостном сопле с внутренним и наружным диаметрами соответственно 1 и 3 мм. Осаждение таким образом созданного электрически заряженного распыла на поверхность ткани позволяет получить ровный слой покрытия и является электростатически безопасным.

Библ. - 7. Рез. англ.

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАТОР-ДИФФЕРЕНЦИАТОР С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИЕЙ ДРЕЙФА НУЛЯ. М.Х. Ансо, М.Э. Роос // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 151-158.

В статье описывается измеритель малого тока типа интегратор-дифференциатор, в котором применено устройство автоматической периодической компенсации смещения нуля с помощью вспомогательного источника тока. Рассматриваются пути уменьшения длительности процесса разрядки интегрирующего конденсатора и процесса компенсации смещения нуля. Выявлены факторы, ограничивающие их дальнейшее уменьшение. Диапазон измеряемых токов - $\pm(10^{-13}-10^{-10})$ А, чувствительность - 10^{11} В/А, среднеквадратический шум при полосе пропускания 1 кГц - $5 \cdot 10^{-13}$ А, при полосе 100 Гц - $4 \cdot 10^{-14}$ А. С помощью автоматической компенсации смещения нуля аддитивная составляющая погрешности уменьшена до 0,2% от предела измерения.

Илл. - 2. Библ. - 8. Рез. англ.

УДК 621.317.723

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР ДЛЯ БИОФИЗИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЙ. М.Х. Ансо, Е.М. Даниленко, А.В.
Островский, П.Г. Плешанов // Уч. зап. Тарт.
ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 159-163.

В статье дано описание широкополосного измерителя малых токов, в котором преобразование ток-напряжение в полосе частот 0-0,5 Гц (медленный канал) осуществляется измерительным резистором, а в полосе частот 5-4000 Гц (быстрый канал) - измерительным конденсатором. Точность преобразования - 1%, порог чувствительности медленного канала - $4 \cdot 10^{-15}$ А, быстрого канала - $8 \cdot 10^{-13}$ А. В полосе частот 0,5-5 Гц точность прибора не нормируется ("глухая" полоса частот).

Конструктивно входная часть схемы (входной транзистор, измерительный конденсатор и измерительный резистор) выполнена в виде пробника.

Прибор предназначен для биофизических исследований.

Илл. - 2. Библ. - 3. Рез. англ.

УДК 621.317.723

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНОЙ РАЗНОСТИ ПОТЕНЦИАЛОВ
НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ И ПОКРЫТИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В
ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ВХОДНЫХ УСТРОЙСТВАХ. М.Э.
Роос, О.В. Сакс // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988.
- Вып. 809. - С. 164-168.

Контактная разность потенциалов (КРП) является источником различных помех в электрометрических входных устройствах.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что при изготовлении деталей из металла одной марки КРП редко превышает 100 мВ, чаще всего она составляет несколько десятков милливольт. Не рекомендуется применение электрометрических покрытий никеля и хрома из-за большой неоднородности КРП. Детали входных устройств целесообразно изготавливать из нержавеющей стали.

Илл. - 1. Табл. - 1. Библ. - 12. Рез. англ.

УДК 621.317.723

ОПЫТ ЗОЛОЧЕНИЯ ПЛАСТИН ДИНАМИЧЕСКИХ КОНДЕНСАТОРОВ МЕТОДОМ КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ. О.В. Сакс // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 169-174.

Катодное распыление золота для покрытия пластин динамических конденсаторов применяется автором с 1962 г. Метод обеспечивает хорошую стабильность динамических конденсаторов: температурный дрейф контактной разности потенциалов 10-15 мкВ/К и временной дрейф не более 15 мкВ/ч.

Илл. - 2. Библ. - 11. Рез. англ.

УДК 621.391.822.3

РОЛЬ ДРЕЙФА В ОБРАЗОВАНИИ НЕЦЕЛОГО ПОКАЗАТЕЛЯ СТЕПЕНИ ЧАСТОТЫ В ИЗМЕРЕНИЯХ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ I/f -ФЛУКТУАЦИЙ. Ю.А. Хяммалов // Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. - Вып. 809. - С. 175-183.

Очень часто измеряемые спектральные плотности I/f -флуктуаций аппроксимируются соотношением, обратно пропорциональным частоте, с показателем степени, отличающимся немного от единицы. В данной работе показывается, что причиной этого является нестационарный эволюционный дрейф, внутренне свойственный случайным процессам с флуктуациями вида I/f .

Илл. - 1. Библ. - 12. Рез. англ.